Office - Peters
MAR 1927
Not to be Drawn

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —,35, Beilagen mit Goldmark 60.– berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 4. Ausgegeben am 15. Februar 1927. No. 728. Printed in Germany. 28. Jahrgang.

INHALT:

F. Henning, Ludwig Holborn †. S. 157—170.

Originalmitteilungen:

P. Debye, Wellenmechanik und Korrespondenzprinzip. S. 170—174.

A. Schleede und H. Buggisch, Zur Frage der Richtung des „gleichgerichteten" Stromes beim Kristalldetektor. S. 174—179.

Besprechungen:

F. Auerbach, Die Grundbegriffe der modernen Naturlehre. S. 180.

E. Tams, Die Frage der Periodizität der Erdbeben. S. 180.

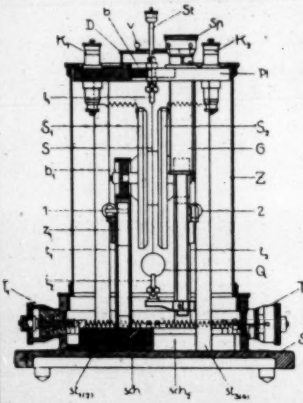
Berichtigungen. S. 180.

Personalien. S. 180.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Saiten-Elektrometer

nach Lutz-Edelmann (neue Form).

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923. Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

Wissenschaftliche Optik

aus

Kalkspat
Quarz
Flußspat
Gips u. Glimmer
Steinsalz
Glas

B. Halle Nachfl.
Optische Werkstätten
Berlin-Steglitz.

Überragend

sind unsere überall bekannten
aschefreien Filter Nr. 589 u. 590.

Mit unseren
Rundfiltern
Faltenfiltern
Extraktionshülsen
Filtrierpapieren in Bogen
bilden sie unentbehrliche Hilfsmittel für jedes Laboratorium.

Unsere Preisliste, ein Wegweiser für jeden Interessenten, versenden wir kostenfrei.

Carl Schleicher & Schüll
DÜREN, Rheinl.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 4. 15. Februar 1927. Redaktionsschluß für No. 6 am 5. März 1927. 28. Jahrgang.

INHALT:

F. Henning, Ludwig Holborn †. S. 157.

Originalmitteilungen:

P. Debye, Wellenmechanik und Korrespondenzprinzip. S. 170.

A. Schleede u. H. Buggisch, Zur Frage der Richtung des „gleichgerichteten" Stromes beim Kristalldetektor. S. 174.

Besprechungen:

F. Auerbach, Die Grundbegriffe der modernen Naturlehre. S. 180.

E. Tams, Die Frage der Periodizität der Erdbeben. S. 180.

Berichtigungen. S. 180.

Personalien. S. 180.

Ludwig Holborn†[1]).

Von F. Henning.

Wenn ein an Erfolgen reiches Leben zu Ende gegangen ist, so kommen, einem althergebrachten und schönen Brauch gemäß die Freunde und Mitarbeiter des Verblichenen sowie diejenigen, die durch sein Amt mit ihm in Verbindung standen, zu einer Gedächtnisfeier zusammen, um noch einmal eine Stunde ganz dem Andenken dessen zu widmen, den der Tod aus ihrer Mitte herausgerissen hat und um an ihrem geistigen Auge noch einmal vorüberziehen zu lassen, was der Verstorbene ihnen allen gewesen ist. So vereinen wir uns heute zum Gedächtnis an Christian Friedrich Ludwig Holborn, der vor wenigen Monaten noch als rüstiger Mann unter uns weilte und dem wir nun den Dank, den man dem Lebenden gegenüber so selten ausspricht, nur noch über das Grab hinaus zurufen können. Und wahrlich ist Anlaß zum Dank in reichem Maße vorhanden, denn er war nicht nur einer der stärksten Träger der Tradition aus den Entstehungszeiten unserer Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, sondern er hat deren Ruhm auch aus eigener Kraft vermehrt, so daß wir Späteren die Verpflichtung haben, uns sein Vorbild stets lebendig zu erhalten und es der jüngeren Generation weiter zu vererben.

Von dem rein Persönlichen und Menschlichen will ich hier wenig sprechen, weil ich mich wenigstens in dieser Beziehung einem Wunsche Holborns fügen möchte, den er vor einer Reihe von Jahren mir gegenüber mit den Worten zum Ausdruck brachte: „Wenn ich einmal tot bin, so sorgen Sie dafür, daß mir kein Nachruf gehalten wird". Er war eben jeder Phrase abhold und wollte seinen Namen nach dem Tode nicht mit jenen wohlgemeinten Übertreibungen in Verbindung gebracht wissen, die so häufig in Nekrologen zu finden sind. Daß er es aber nicht schlechthin ablehnte, über die Verdienste eines Toten öffentlich zu sprechen oder zu schreiben, ersehen wir aus den schlichten Nachrufen, die er auf seinen verehrten früheren Präsidenten Friedrich Kohlrausch und seinen geschätzten Mitarbeiter Dr. Hugo Schultze verfaßte.

Deshalb dürfen also auch wir hier zum mindesten von den wissenschaftlichen Taten

1) Gedächtnisrede, gehalten im Sitzungssaal der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt am 18. Dezember 1926.

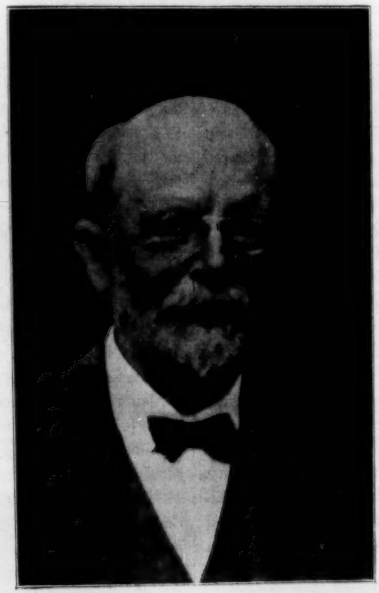
sprechen, durch die Holborn die Bedeutung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt begründen und erhalten half und die in der deutschen Physik ihren hervorragenden Platz einnehmen. Wenn wir die lange Reihe seiner Veröffentlichungen durchsehen, so können wir uns der Bewunderung für diesen Gelehrten nicht verschließen, der so zahlreiche mustergültige Arbeiten auf dem oft so dornenvollen Gebiete der quantitativ-messenden Physik mit einer nur von Wenigen erreichten Genauigkeit durchgeführt hat, ohne daß er selbst seine Leistungen jemals in den Vordergrund gerückt hätte. Die Sitzungen unserer wissenschaftlichen Gesellschaften und die Jahrestagungen der Naturforscher und Ärzte oder der Physiker hat er nur selten besucht, so daß er vielen, und besonders den jüngeren Fachgenossen persönlich unbekannt blieb. Noch erheblich seltener hat er sich bewegen lassen, über seine eigenen Untersuchungen vorzutragen. Und doch steht das Eine fest, daß man von seinen Arbeiten noch sprechen wird, wenn ein erheblicher Teil der physikalischen Literatur unserer Tage bereits der Vergessenheit anheimgefallen ist. Vielleicht wird man später gerade seine Untersuchungen der allerletzten Jahre, mit denen er noch auf das Eifrigste beschäftigt war, als der Tod seinen weitausschauenden Plänen ein Ziel steckte, am höchsten bewerten.

Die Ergebnisse stehen in allen seinen Abhandlungen in Gestalt mehr oder weniger umfangreicher Zahlentafeln oder von Interpolationsformeln ohne jeden Versuch einer theoretischen Verwertung des gewonnenen Materials. Jeder Spekulation war er abhold. Dies ging so weit, daß er noch vor einigen Jahren Zweifel über die Existenz der Atome äußerte, ganz zu schweigen von seiner Ansicht über die zahlreichen umwälzenden Theorien unserer Zeit, die sich so sehr von der klassischen Epoche unserer Wissenschaft entfernen, der Holborn noch so ganz und gar angehörte.

Wer Gelegenheit hatte, mit Holborn näher in Berührung zu kommen, der gewann unbedingt die Überzeugung, daß die Forschungstätigkeit, wie sie ihm an der Reichsanstalt möglich war, in jeder Beziehung seinen inneren Neigungen entsprach. Er war mit dieser Seite seines Amtes innig verwachsen, nicht so sehr mit jener anderen Seite, der Verwaltungstätigkeit, die ihm den Umgang mit zahlreichen Menschen auferlegte. So mögen für sein Leben innerhalb der Reichsanstalt wohl die Jahre von 1905 bis 1914 die schönsten gewesen sein, in denen er als selbständiger Leiter eines gut eingerichteten Laboratoriums noch frei war von der mit vielen Reibungsflächen ausgestatteten Bürde eines Abteilungsdirektors, während doch zugleich seine große Sachkenntnis auch in Dingen der Verwaltung ihm einen nicht zu unterschätzenden Einfluß auf die Maßnahmen des Präsidenten sicherten. In der Tat waren ja auch die Jahre seiner Direktorschaft infolge der ungünstigen äußeren Verhältnisse ungewöhnlich schwere. Kaum daß er in seinen neuen Wirkungsbereich hineingewachsen war, brach der Krieg aus, der die Wirksamkeit der Reichsanstalt in ständig zunehmendem Maße lähmte, weil man an maßgebender Stelle die Ansicht vertrat, daß die Physik nur unter militärischer Leitung in den Dienst des Heeres gestellt werden konnte. Nach den $4^1/_2$ Kriegsjahren kam eine Spanne von 7 weiteren bösen Jahren, in denen die wissenschaftliche Arbeit zunächst unter der Geldentwertung und dann unter der Geldknappheit litt. Erst im letzten Jahr bahnten sich wieder erträgliche Verhältnisse an. Inzwischen waren aber seine besten Kräfte verbraucht. Die Not von 12 Jahren war nicht spurlos an ihm vorübergegangen. Seit Monaten war es seinen Mitarbeitern und Untergebenen aufgefallen, daß mit ihm eine Veränderung vorgegangen war, denn immer häufiger trat an die Stelle unpersönlicher Sachlichkeit eine gewisse Neigung zur Nachgiebigkeit und am letzten Tage seiner dienstlichen Tätigkeit, als sich allerdings schon die tödliche Krankheit in seinem Körper verbarg, äußerte er

Worte, die geradezu auf Ermüdung in dem ständigen Kampf gegen die fortdauernd zu überwindenden Schwierigkeiten schließen ließen.

Lassen Sie uns nun die wissenschaftliche Seite von Holborns Leben, sowohl seinem äußeren Verlauf als auch seinem inneren Gehalt nach ein wenig näher betrachten.



Holborn wurde am 29. September 1860 in Göttingen geboren und besuchte nach Absolvierung der dortigen Realschule erster Ordnung vom Herbst 1879 ab die alma mater seiner Vaterstadt, um sich dem Studium der Naturwissenschaften zu widmen. Im Januar 1884 bestand er das Staatsexamen pro facultate docendi und erwarb neben der Lehrbefähigung für Mathematik und Physik auch diejenige für Zoologie und Mineralogie. Indessen hat er nie davon Gebrauch gemacht. Er übernahm vielmehr schon im März 1884 die Assistentenstelle an der Sternwarte und dem Gaußschen erdmagnetischen Observatorium zu Göttingen, die damals unter der Leitung von Ernst Schering standen. Nach dem Zeugnis seines Chefs machte sich Holborn hier sehr verdient bei den umfangreichen Reduktionsrechnungen der während der Jahre 1882 und 1883 im erdmagnetischen Observatorium angestellten Beobachtungen und ferner durch sorgfältige Ausführung einer großen Reihe feiner erdmagnetischer Messungen. Aus diesen Arbeiten ist auch seine Dissertation hervorgegangen, die den Titel führt: „Über die Abweichung vom Tagesmittel, welche die Deklination und die Horizontalintensität zu verschiedenen Tageszeiten aufweisen und über die jährliche Periode derselben". Die Promotion, bei der Holborn durch das Prädikat „summa cum laude" ausgezeichnet wurde, fand im März 1887 statt. Auch weiterhin befaßte er sich noch mit der Auswertung von Beobachtungsreihen auf dem Gebiet des Erdmagnetismus; das Ergebnis dieser Rechnungen wurde unter dem Titel „Die Deklinationsbeobachtungen zu Clausthal" in den Göttinger Nachrichten vom Jahre 1887 abgedruckt.

Diese Tätigkeit konnte dem strebsamen jungen Doktor auf die Dauer jedoch nicht genügen. So bewarb er sich im Sommer 1889 um eine Assistentenstelle an der kurz vorher gegründeten Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Er schrieb damals, daß ihm die geringe Ausdehnung des Göttinger Instituts manche Beschränkung in der wissenschaftlichen Beschäftigung auferlegte und ein Weiterkommen nicht gestattete. Obwohl in der Reichsanstalt zunächst keine Stelle

verfügbar war, kündigte Holborn zum 1. Oktober 1889 seinen Göttinger Assistentenposten und siedelte zielbewußt nach Charlottenburg über. Hier hörte er einige Monate elektrotechnische Vorlesungen an der Technischen Hochschule, bis er am 1. Januar 1890 zur vorläufigen Dienstleistung bei der Reichsanstalt einberufen wurde. Zunächst wurde er dem unter Feußners Leitung stehenden elektrischen Laboratorium der Prüfabteilung zugeteilt. Noch im Laufe desselben Jahres jedoch trat er von dort in die wissenschaftliche Abteilung über, deren Arbeitsräume kurz vorher in dem neu erbauten Observatorium eingerichtet waren. Im Jahre 1891 wurde Holborn zugleich mit Willy Wien dem Laboratorium zugeteilt, das unter der speziellen Leitung von Helmholtz stand. Auch nachdem Kohlrausch die Führung der Reichsanstalt übernommen hatte, verblieb Holborn in dem Laboratorium des Präsidenten. Er durchlief die übliche Stufenleiter der Beförderungen ziemlich rasch und rückte schon im Jahre 1898 zum Mitglied auf. Dank seiner erfolgreichen wissenschaftlichen Tätigkeit gewann er nach und nach immer größere Selbständigkeit, die zunächst dadurch zum Ausdruck kam, daß ihm ein eigenes Laboratorium anvertraut wurde, und die mit dem neuen Präsidentenwechsel im Jahre 1905 einen beträchtlichen Grad von Vollständigkeit erreichte.

1908 übernahm Holborn nebenamtlich die Stelle eines nichtständigen Mitgliedes im Patentamt, die er während zweier Amtsperioden von je 5 Jahren innehatte. Seine große Arbeitskraft erlaubte ihm, beiden Ämtern voll gerecht zu werden.

Nachdem sich der Plan, alle elektrischen Laboratorien in einer eigenen Abteilung unter einem besonderen Direktor zusammenzufassen, im Jahre 1913 nicht hatte verwirklichen lassen und nun unter der Führung unseres verehrten Alt-Präsidenten Warburg eine Neuorganisation der Reichsanstalt beschlossen wurde, bei der auch alle auf dem Gebiet der Wärmelehre arbeitenden Laboratorien der Reichsanstalt eine eigene Abteilung bilden sollten, war kein Zweifel, daß Holborn zu ihrem Leiter ausersehen werden würde. Seine große Sachkenntnis und seine zielbewußte Art boten die beste Gewähr dafür, daß er sich rasch in den neuen Wirkungskreis einarbeiten und die zum Teil recht schwierigen Aufgaben der Organisation lösen würde. Zum 1. April 1914 wurde seine Ernennung zum Direktor ausgesprochen. Nach dem Ausscheiden Hagens aus der Reichsanstalt im Jahre 1918 lag ihm bei Abwesenheit des Präsidenten dessen Vertretung ob, die er im Jahre 1924, als die Präsidentenstelle längere Zeit unbesetzt war, 6 Monate lang zu führen hatte. Eine besondere Anerkennung wurde ihm dadurch zuteil, daß das Ministerium seine Altersgrenze um drei Jahre hinausschob; doch war noch nicht das erste abgelaufen, als der Tod dem kaum 66jährigen am 19. September 1926 die Arbeit für immer aus der Hand nahm.

Dieser kurzen Darstellung des äußeren Verlaufs von Holborns amtlicher Tätigkeit muß jetzt als das Hauptstück meiner Ausführungen eine Würdigung seiner rein wissenschaftlichen Spezialuntersuchungen folgen.

Als die erste Frucht seiner Tätigkeit in dem Charlottenburger Wirkungskreis, dessen äußerer Rahmen zunächst durch einige Räume in der Technischen Hochschule gebildet wurde, veröffentlichte er im Jahre 1891 eine Untersuchung über das Härten von Stahlmagneten. Es kam ihm hierbei darauf an, diejenige Temperatur zu ermitteln, bis zu der die Stahlstäbe vor dem Abschrecken erhitzt werden müssen, wenn sie möglichst günstige Werte für den permanenten oder den induzierten Magnetismus aufweisen sollen. Helmholtz hat sich über diese Arbeit, durch die gezeigt wurde, wie man stärkere permanente Magnete herstellen kann als bisher bekannt waren, äußerst lobend ausgesprochen.

Auf diese magnetische Seite der Untersuchung will ich indessen nicht näher eingehen, aber bei einem anderen Umstand einen Augenblick verweilen, der diese Publi-

kation Holborns als Auftakt für eine große Reihe späterer Veröffentlichungen erscheinen läßt. Es ist dies die Frage nach der Erzeugung der Härtungstemperatur und nach ihrer experimentellen Bestimmung. Handelte es sich doch um Temperaturen bis zu etwa 1100°, die wir heute nach mehr als 30jähriger Entwickelung von Wissenschaft und Technik zwar leicht beherrschen, die aber damals dem Forscher sehr erhebliche Schwierigkeiten bereiteten. Die Magnetstäbe, die ausgeglüht werden sollten, wurden in ein dickwandiges horizontal gelagertes Eisenrohr gebracht, das man rings herum mit Koks und Holzkohle umgab. Nach der Entzündung gestattete eine regulierbare Windzuführung das Eisenrohr in mehr oder weniger starken Glühzustand zu versetzen. Einen wesentlichen Fortschritt bedeutete es, als die Heizung durch ein Gasgebläse erfolgen konnte.

Die Temperaturmessung geschah nach einem etwa 10 Jahre früher von Violle angegebenen Verfahren auf kalorimetrischem Wege. Ein Zylinder aus weichem Eisen, der zusammen mit den Magnetstäben erhitzt war, wurde in ein Wasserkalorimeter geworfen, und aus der abgegebenen Wärmemenge sowie der als bekannt angenommenen spezifischen Wärme des Eisens sodann die gesuchte Temperatur abgeleitet.

Die Unzulänglichkeit dieser Methode, die zum Teil auf Extrapolation gegründet war und bei der vorausgesetzt wurde, daß die spezifische Wärme des weichen Eisens mit genügender Sicherheit von Stück zu Stück den gleichen Wert besitzt, lag klar auf der Hand. Die eigenen Erfahrungen mögen Holborn von der Wichtigkeit überzeugt haben, daß es hohe Zeit war, nun auch in Deutschland grundlegende Messungen auf dem Gebiet hoher Temperaturen auszuführen, das bisher nur von französischen Forschern wie Pouillet, Ed. Becquerel, Sainte-Claire Deville u. a. bearbeitet worden war. Auch Helmholtz hatte in seinem großzügigen Arbeitsplan für die Reichsanstalt die Temperaturmessung als wichtige Aufgabe bezeichnet. Holborn wandte sich jetzt vollständig diesem interessanten Arbeitsgebiet zu und hatte das Glück, hierbei in Willy Wien einen ganz hervorragenden Mitarbeiter zu finden. Das Ergebnis ihrer gemeinsamen Untersuchungen, bei denen es sich zunächst wesentlich um eine Wiederholung der französischen gasthermometrischen Arbeiten handelte, ist in zwei umfangreichen Mitteilungen aus den Jahren 1892 und 1895 niedergelegt, in denen man bis in weitgehende Einzelheiten das ganze Programm vorgezeichnet findet, das Holborn in späteren Jahren verfolgt hat.

Den Ausgangspunkt bildete die Eichung des von Le Chatelier 5 Jahre zuvor empfohlenen Thermoelementes, bestehend aus einem Platinschenkel und einem Schenkel aus einer 10 Proz. Rhodium enthaltenden Platinlegierung. Es kam darauf an 1. die thermoelektrische Kraft in genauerer Weise, als es bisher möglich war, als Funktion der gasthermometrisch gemessenen Temperatur darzustellen, 2. zu untersuchen, ob verschiedene Individuen von Thermoelementen genügend nahe miteinander übereinstimmen, um eine jedesmalige Eichung unnötig zu machen und 3. festzustellen, ob eine andere Legierung als die 10prozentige etwa günstigere Resultate lieferte.

Die gasthermometrischen Messungen erstreckten sich hierbei von der Temperatur des Kohlensäureschnees bei etwa −80° bis herauf zu 1300°. Zuvor mußte eine besondere Untersuchung über die thermische Ausdehnung des Berliner Porzellans vorgenommen werden, aus dem das Gasthermometergefäß geformt war, denn die Ausdehnung des Gefäßmaterials bildet eine der wesentlichsten Korrektionen bei der Gasthermometrie. Diese Ausdehnungsmessungen bis zu hohen Glühtemperaturen stellen eine Arbeit dar, die schon allein für sich genommen erhebliche Beachtung verdient. Die größte Schwierigkeit lag aber in der Frage, ob der durch Gasflammen geheizte Ofen in seinem Innern eine genügend gleichmäßige

Temperatur besaß, um den Vergleich des Gasthermometers mit dem unmittelbar neben dem Porzellangefäß angeordneten Thermoelement überhaupt mit genügender Sicherheit zu ermöglichen. Wenn man weiß, wie ernst diese Bedenken auch bei den vervollkommneten Mitteln unserer Tage sind, so kann man begreifen, daß Holborn und Wien vor 34 Jahren zu einem uns heute etwas drastisch anmutenden Hilfsmittel griffen, indem sie die Lötstelle des Thermoelements in die Mitte des Gasthermometergefäßes verlegten, und die beiden Schenkel durch zwei Porzellankapillaren nach außen führten und dort einsiegelten. Aber sie wollten hierdurch gleichzeitig das Thermoelement vor den Flammen- und Heizgasen schützen, die, wie sie bald erfuhren, und wie wir auch heute immer von neuem zu unserem Leidwesen feststellen müssen, so leicht Veränderungen der Thermokraft bewirken. Die Ursachen erkannten unsere Autoren nicht sogleich. Erst in der späteren Arbeit vom Jahre 1895 gewannen sie die zweifellos richtige Überzeugung, daß sie in den Legierungen der Schenkel, besonders des Platinschenkels mit den Kohlenstoff oder Metall enthaltenden Dämpfen zu suchen ist und daß auch die Zerstäubung der Platinmetalle eine Rolle spielt. Es ist historisch interessant, wie man damals zunächst über diese und unmittelbar damit zusammenhängende Punkte noch im Unklaren war und wie man infolgedessen die Störungen nur in unzureichender Weise bekämpfen konnte. Unsere Autoren schreiben: „In den Flammen ist nämlich schon eine beträchtliche elektrische Spannung vorhanden, und die heißen Gase besitzen auch ein nicht unerhebliches elektrisches Leitungsvermögen, so daß durch diese Einflüsse die Angaben des Pyrometers (d. h. des Thermoelementes) wesentlich entstellt werden können".

Trotz vieler Schwierigkeiten gelang es Holborn und Wien die gesteckten Ziele restlos zu erreichen und den Zusammenhang von Thermokraft und Temperatur zwischen — 80 und + 1300° mit einer sehr beachtlichen Genauigkeit festzustellen, die am Goldschmelzpunkt 3 bis 4 mal größer war als die bisher genauesten Messungen von Violle und Barus. Wir können heute behaupten, daß der Fehler bei 1100° kaum 10° betrug. Zur richtigen Einschätzung dieser Fehlergrenze muß man bedenken, daß bei den besprochenen Beobachtungen die Stärke der Heizung nur dadurch reguliert werden konnte, daß man den elektrisch angetriebenen Ventilator eines Gasgebläses mehr oder weniger schnell laufen ließ.

Die erwünschte Reproduzierbarkeit der thermoelektrischen Kraft des Thermoelementes wurde durch diese Versuche nicht erwiesen, auch andere Platinrhodiumlegierungen als die von Le Chatelier vorgeschlagene 10prozentige boten keinerlei ausschlaggebende Vorteile. So blieb zur Eichung von Thermoelementen kein anderer Ausweg, als ein Vergleich jedes einzelnen Individuums mit einem bestimmten Element, das direkt an das Gasthermometer angeschlossen war, oder eine Eichung der Elemente an thermometrischen Festpunkten, wie sie durch die Schmelzpunkte reiner Metalle geliefert werden. Diese letztere Methode war im Grunde die einzig rationelle, da man bei häufigem Gebrauch mit gewissen Änderungen im thermoelektrischen Verhalten des Hauptthermoelements rechnen mußte. Aber es entstand nun die neue Aufgabe, reine Metalle zu beschaffen und geeignete Methoden zur Eichung an diesen Festpunkten aufzufinden. Gewisse Vorarbeiten lagen von seiten der bereits genannten französischen Forscher vor, doch kam es darauf an, die bisher erzielte Genauigkeit zu steigern und bei kostbaren Metallen, wie z. B. bei Gold oder Palladium ein Verfahren auszuarbeiten, das mit kleinen Mengen auszukommen erlaubt. Diese letzte Bedingung wurde in vorzüglicher Weise durch die sogenannte Drahtmethode erfüllt, die zunächst darin bestand, daß man ein kurzes Drahtstück des kostbaren Metalles zwischen den Enden zweier Platindrähte einschmolz und

möglichst nahe neben die Lötstelle des Thermoelementes brachte. Später wurde die Drahtmethode dadurch wesentlich verbessert, daß man den Golddraht an der Hauptlötstelle des Thermoelements zwischen dem Platindraht und dem Platinrhodiumdraht einschmolz. Bei oxydierenden Metallen wie z. B. Kupfer, Nickel oder Palladium wurde das Schmelzgut nebst dem Thermoelement von einer Wasserstoffatmosphäre umgeben. Unsere Autoren schreckten nicht davor zurück, auch den Platinschmelzpunkt zu ermitteln. Auch in diesem Falle bedienten sie sich der Drahtmethode; allerdings mußte dann das Le Chateliersche Thermoelement durch ein anderes ersetzt werden, dessen Schenkel höheren Temperaturen gewachsen waren. Die auch heute noch auf alle unsere Wünsche bereitwilligst eingehende Firma Heraeus in Hanau lieferte damals ein Element mit zwei Platinrhodiumdrähten, von denen der eine 20 Proz., der andere 40 Proz. Rhodium enthielt. Die Thermokraft wurde bis zum Palladiumschmelzpunkt mit derjenigen des Le Chatelierschen Elementes verglichen und dann extrapoliert. Aber auch das Le Chateliersche Element war nur bis 1300° mit dem Gasthermometer verglichen und mußte bis zum Palladiumpunkt ebenfalls reichlich 250° extrapoliert werden. Trotz dieser gewagten Aneinanderstückung von Extrapolationen wurde der Platinschmelzpunkt nur 8° höher gefunden als wir heute annehmen, eine Übereinstimmung, bei der allerdings ohne Frage ein glücklicher Zufall mit im Spiel war, denn der 10 Jahre später mit viel besseren Hilfsmitteln gefundene Wert wich erheblich mehr von der Wahrheit ab.

Die von Holborn und Wien durchgeführten Messungen bedeuteten insbesondere für die deutsche Physik einen großen Vorstoß in bisher nicht erforschte Gebiete. Auch die Technik gewann vielerlei wichtige Anregungen durch diese Untersuchungen, die am unmittelbarsten der Heraeusschen Platinschmelze und der Berliner Porzellanmanufaktur zugute kam.

Die beiden Arbeiten enthielten so viel Keime neuer Untersuchungen, daß die Probleme bis zum heutigen Tage noch nicht vollständig aufgearbeitet sind. In fast allen Fällen kam es später darauf an, die Messungen unter Ausnutzung der neueren Hilfsmittel zu verfeinern und genauer zu gestalten, während qualitativ neue Gesichtspunkte kaum noch gefunden werden konnten. Die einzige Ausnahme bildet in dieser Beziehung wohl das Platinwiderstandsthermometer, das Holborn und Wien im Gegensatz zu Callendar als wenig brauchbar erklärten, während es doch heute unser zuverlässigstes Thermometer ist. Der Grund dieses Gegensatzes liegt teilweise darin, daß Holborn und Wien das Platinthermometer oberhalb der Grenze seiner besten Leistungsfähigkeit untersuchten; in der Hauptsache wurde das abweichende Urteil aber durch den Umstand bestimmt, daß der Widerstand des Platins äußerst empfindlich gegen Verunreinigung des Metalles ist und stark durch Flammengase beeinflußt wird. Schon Werner v. Siemens, der sich als erster bereits im Jahre 1871 eines Platinthermometers bediente, machte diese Erfahrung und er fand das einzige Hilfsmittel gegen die genannten Störungen darin, daß er die Platinspule mit einer Platinhülse umgab, die dann ihrerseits die Fremdkörper aufnahm und den Draht schützte. Wenn also bei den Versuchen von Holborn und Wien die Brauchbarkeit des Platinwiderstandsthermometers im Bereich hoher Temperaturen als recht zweifelhaft erschien, so konnten die genannten Autoren doch im Bereich der tiefen Temperaturen, dem sie sich im folgenden Jahre 1896 zuwandten, ohne Frage mit dem Platinthermometer die besten Erfahrungen machen. Auf Einladung von Prof. Linde begaben sie sich mit ihren Instrumenten nach München, wo ihnen ein Arbeitsplatz in den Laboratoriumsräumen der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen und die dort mittels des damals neu geschaffenen Gegenstromapparates gewonnene

flüssige Luft zur Verfügung stand. Mit frischem Mut und gutem Glück überwanden sie auch hier alle einer genauen physikalischen Messung zunächst entgegentretenden Schwierigkeiten. Vakuumgläser standen ihnen nicht zur Verfügung, auch nicht flüssiger Stickstoff oder flüssiger Sauerstoff, sondern nur das Luftgemisch, dessen Temperatur sich bei rascher Verdampfung nicht unerheblich ändert, da der Stickstoff den höheren Dampfdruck besitzt, und sich also der Sauerstoff in der Flüssigkeit allmählich anreichert. Die Temperatur des Bades änderte sich in 15 Minuten um etwa 3°, während wir heute in der Lage sind, in diesem Temperaturgebiet eine Konstanz von fast 0,01° auf beliebig lange Zeit zu erzielen. Holborn und Wien suchten dadurch Abhilfe zu schaffen, daß sie ihr Platinwiderstandsthermometer, ähnlich wie sie es früher mit dem Thermoelement getan hatten, in das Gefäß ihres Gasthermometers einbauten.

Die nicht ganz einfache Funktion zwischen dem Widerstand des Platins und der Temperatur konnten sie zwar noch nicht auffinden, da sie die Messung außer bei der Temperatur der flüssigen Luft nur noch bei der Temperatur der festen Kohlensäure vornahmen. Aber sie ermittelten in naher Übereinstimmung mit Olszewski doch einen ziemlich guten Wert für den normalen Siedepunkt des Sauerstoffs, nämlich — 182,3°, der nur um 0,7° von dem richtigen Wert abwich. Weniger glücklich waren sie bei den Schmelzbestimmungen einiger organischer Substanzen.

Nachdem Willy Wien im Jahre 1896 die Reichsanstalt verlassen hatte, um einem Ruf an die Technische Hochschule in Aachen zu folgen, wandte sich Holborn zunächst anderen physikalischen Problemen zu, über die später noch kurz zu sprechen ist. Die Frage der Temperaturmessung nahm er erst mit Arthur Day wieder auf, der von 1898 bis 1900 sein Mitarbeiter war. Mit ihm hat er zwei große Veröffentlichungen herausgebracht, in denen die mit Wien erreichte Meßgenauigkeit so weit überboten werden konnte, daß die erzielten Ergebnisse mit nur geringen Abweichungen auch heute noch Gültigkeit besitzen. Zunächst wurde nicht mehr Luft, sondern Wasserstoff oder Stickstoff als Thermometergas gewählt. Für die tieferen Temperaturen wurde zwar noch das glasierte Porzellangefäß beibehalten, aber für hohe Temperaturen wurde es durch ein Platiniridiumgefäß ersetzt. Dies Metall galt bis dahin für gasthermometrische Zwecke in hoher Temperatur nicht als einwandfrei, da Deville und Troost gezeigt hatten, daß Wasserstoff durch glühendes Platin hindurchdiffundiert. Holborn und Day aber fanden es bei Verwendung einer Stickstoffüllung ausgezeichnet brauchbar. Einen weiteren Fortschritt gegen früher bedeutete es, daß für Temperaturen unter 900° Flüssigkeitsbäder benutzt wurden, in denen sowohl das Gasthermometer als auch das damit zu vergleichende Thermoelement angeordnet waren. Es handelte sich je nach dem Temperaturgebiet um Zink-, Salpeter- und Ölbäder, die man noch durch Gas befeuerte. Oberhalb 900° mußte, wie früher, die Vergleichung in einem Luftraum stattfinden, der nun aber elektrisch geheizt wurde. Die schädlichen Flammengase, die eine Verwendung des Platiniridiumgefäßes nicht zugelassen hätten, waren damit ausgeschaltet. Aber auch unter diesen wesentlich verbesserten Bedingungen blieben die Thermoelemente nicht vor Störungen infolge von Legierung mit Metalldämpfen bewahrt und es ergab sich nunmehr ganz einwandfrei die Forderung, daß die mühsam mit dem Gasthermometer gewonnene Temperaturskala nur durch die Schmelzpunkte reiner Metalle oder andere thermometrische Festpunkte, aber nicht durch ein Thermoelement, aufbewahrt und leicht wieder hergestellt werden konnte. Holborn und Day verwandten darum ganz besondere Sorgfalt auf die Bestimmung solcher Festpunkte, von denen eine ganze Reihe zwischen 300 und 1100° von ihnen gemessen wurden. Der wichtigste ist der Schmelzpunkt des Goldes, der sich zu 1064° ergab. Diese

Zahl haben wir 10 Jahre und mehr als die endgültige Zahl betrachtet und sie dann nur aus internationalen Rücksichten in 1063° verändert, obwohl kein Zweifel besteht, daß der Unterschied von 1° an der Grenze der gasthermischen Meßgenauigkeit liegt. Weitere Ergebnisse der Zusammenarbeit von Holborn und Day waren eine umfangreiche Untersuchung über die thermoelektrische Kraft zahlreicher Legierungen und die Bestimmung der thermischen Ausdehnung von Metallen, Legierungen und Porzellan zum Teil bis herauf zu 1100°.

Nachdem auch Arthur Day die Reichsanstalt verlassen hatte, führte Holborn die notwendige Ergänzung der gemeinsamen Untersuchungen bezüglich der tieferen Temperaturen allein durch. Da die Reichsanstalt inzwischen einen Lindeschen Luftverflüssigungsapparat beschafft hatte, so war die Übersiedelung nach München nicht mehr nötig. Auch standen inzwischen die Vakuumgläser zur Verfügung, durch die ein schnelles Verkochen der flüssigen Luft vermeidbar wurde. Holborn verglich unter den verbesserten Versuchsbedingungen bei — 190 und — 78° wieder mehrere Platinwiderstandsthermometer mit dem Wasserstoffthermometer und untersuchte, von Kohlrausch angeregt, mit Petroläther gefüllte Flüssigkeitsthermometer, die sich noch in der Temperatur der flüssigen Luft als brauchbar erwiesen. Ferner führte er eine neue Bestimmung des Sauerstoffsiedepunktes durch, die sich nun dem richtigen Wert bereits auf 0,3° näherte, während früher der Fehler noch mehr als doppelt so groß gewesen war. Dieses allmähliche Heranpirschen an die richtige Zahl, das für die messende Physik so charakteristisch ist, läßt sich kaum irgendwo besser verfolgen als auf dem Gebiet der Temperaturmessung. Und zwar sind es besonders die tiefen Temperaturen, die noch manche Beobachtung nötig machten, bis wenigstens in dem Bereich zwischen 0° und — 193° für hoffentlich längere Zeiten das letzte Wort gesprochen werden konnte.

Einen neuen Impuls gewann die Frage nach der besten Messung hoher Temperaturen durch Holborns Zusammenarbeit mit Kurlbaum. Aus dieser gemeinsamen Tätigkeit erwuchs eins der schönsten Meßinstrumente, das heute an sehr zahlreichen Stellen in Wissenschaft und Technik äußerst nützliche Dienste leistet, das optische Pyrometer oder Glühfadenpyrometer. Sein Prinzip ist so bekannt, daß ich darauf hier nicht einzugehen brauche. Mit seiner Hilfe kann man auf sehr einfache Weise die sogenannte schwarze Temperatur eines beliebigen Strahlers beobachten, und zwar unter Verwendung geeigneter Lichtschwächungen bis zu beliebig hohen Temperaturen. Wenn man die im Jahre 1903 erschienene Veröffentlichung liest, muß man über die Ausführlichkeit staunen, mit der hier alle Einzelfragen vorzüglich gelöst waren. Auch in der Folgezeit blieb an diesem Instrument nicht mehr viel zu verbessern, wenn es nicht gerade auf die Beobachtung sehr kleiner strahlender Objekte oder auf die Messung im spektral zerlegten Licht ankommt. Nicht unerhebliche Schwierigkeiten waren allerdings bei Ansprüchen an hohe Meßgenauigkeit noch bezüglich der Auswertung der Beobachtungen zu überwinden.

Holborn und Kurlbaum haben auch sogleich die wichtige Frage experimentell untersucht, wie sich die schwarze Temperatur von der wahren unterscheidet, zunächst ausführlich am Platin.

Später war es Holborn eine ganz besondere Freude, daß es ihm gemeinsam mit dem Vortragenden gelang, eine einfache Beziehung für jenen Unterschied aus dem Reflexionsvermögen des Strahlers abzuleiten, das sich (im sichtbaren Spektralgebiet) für eine Reihe von Metallen als praktisch unabhängig von der Temperatur ergab. Diese Rechnung gewährte ihm damals so große Genugtuung, daß er sie für seine schönste wissenschaftliche Leistung erklärte.

Im Jahre 1906 unternahm Holborn zusammen mit Valentiner eine sehr groß ange-

legte Untersuchung über den Anschluß der strahlungstheoretischen an die gasthermometrische Temperaturskala, wobei mit dem Gasthermometer bis herauf zu fast 1700° gemessen wurde. Es gelang damals nachzuweisen, daß für die berühmte Planckschе Strahlungskonstante c bisher ein beträchtlich zu hoher Wert angenommen war. Zugleich konnte die Eichung des Le Chatelierschen Elements, das bisher nur bis 1200° an das Gasthermometer angeschlossen war, für höhere Temperaturen bewirkt werden, so daß die verhängnisvolle, aber oft geübte Extrapolation der früher gegebenen Formel für den Zusammenhang von Thermokraft und Temperatur nicht mehr nötig war. Die meßtechnischen Schwierigkeiten sind im Zustand der Gelb- und Weißglut, wo das Iridium bereits in merklichem Maße verdampft und alle sonst als Isolatoren bekannten Körper elektrisch leitend werden, sehr beträchtlich. Es ist darum nicht verwunderlich, daß es Holborn und Valentiner nicht gelang, zu völlig befriedigenden Ergebnissen zu kommen. Holborn hat mit mir oft überlegt, wie diese Aufgabe in vollkommener Weise erledigt werden könnte. Aber man muß zu dem Schluß kommen, daß die Verbesserungen, die man etwa heute an der Versuchsanordnung vornehmen könnte, allzu gering sind, um ein wesentlich sicheres Ergebnis erhoffen zu lassen. Die Gasthermometrie muß sich von dem vorgeschobenen Posten bei 1700° vorläufig wieder auf 1200° zurückziehen und das übrige Gebiet der Strahlungsthermometrie überlassen.

Später hat sich Holborn nur noch einmal mit den Fragen der Temperaturmessung beschäftigt, und zwar im Jahre 1911. Damals handelte es sich um den Bereich von 0 bis 450°. Hier konnten von ihm und dem Vortragenden alle noch offenen Fragen restlos geklärt werden, wobei zugleich das Platinwiderstandsthermometer als vollgültiges und absolut zuverlässiges Instrument dem bis dahin immer noch souveränen Quecksilberthermometer an die Seite gestellt wurde.

Durch die Holbornschen Arbeiten war Deutschland auf dem Gebiet der Thermometrie, auf dem vor einem Menschenalter die Franzosen noch die Führung beanspruchten, an die erste Stelle der Kulturnationen gerückt. Darum konnten auch von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt die nationalen Forschungsinstitute der anderen Länder zu einer Konferenz eingeladen werden, die im September 1914 stattfinden sollte. Man erhoffte von ihr eine internationale Vereinbarung über die Temperaturskala, gerade wie im Jahre 1908 eine ähnliche Konferenz die internationale Übereinstimmung auf dem Gebiet der elektrischen Messungen gebracht hatte. Der Krieg hat diese Hoffnung zerstört oder mindestens doch ihre Erfüllung weit hinausgeschoben. Indessen gelang es, innerhalb Deutschlands die Frage der Temperaturmessung gesetzlich zu regeln. Das Gesetz über die Temperaturskala und die Wärmeeinheit vom 7. August 1924, dessen erster Paragraph die immerhin bemerkenswerte Fassung hat: „Die gesetzliche Temperaturskala ist die thermodynamische Skala", und das die altgewohnte Reaumurskala aus allen amtlichen Stellen verbannte, umfaßt zusammen mit den zugehörigen Ausführungsbestimmungen vom 20. September 1924 in konzentriertester Form einen bedeutenden Teil von Holborns Lebensarbeit.

Wohl handelt es sich hier um einen bedeutenden und auch den in sich geschlossensten, aber kaum um den größten Teil seiner Lebensarbeit. Denn Holborn war sehr vielseitig tätig und die mir zur Verfügung stehende Zeit würde nicht ausreichen, wenn ich alle Zweige seiner wissenschaftlichen Arbeit so ausführlich besprechen wollte, wie ich es mit der Temperaturmessung getan habe, deren historischer Entwickelungsgang sich in den Holbornschen Arbeiten so gut widerspiegelt. Es sei mir darum gestattet, nur kurz auf jene mit Grüneisen, Austin oder mir selbst durchgeführten Untersuchungen hinzuweisen, in denen mit

der Thermometrie verwandte Fragen behandelt wurden, nämlich die thermische Ausdehnung verschiedener Materialien wie Porzellan, Glas und Quarzglas sowie die Zerstäubung der Metalle, insbesondere der thermoelektrisch wichtigen Platinmetalle durch hohe Temperatur und anschließend daran auch durch Kathodenstrahlen. In dieselbe Reihe gehören zwei große Arbeiten über den Widerstand reiner Metalle in Abhängigkeit von der Temperatur und eine erst kürzlich zusammen mit Otto veröffentlichte Untersuchung über die Alterung von Thermometergläsern, die wichtige Aufschlüsse auf diesem Gebiet gebracht hat. Mit einem Wort will ich auch nur erwähnen, daß er gemeinsam mit Kohlrausch und Diesselhorst vor fast 30 Jahren sehr umfangreiche Messungsergebnisse über das elektrische Leitvermögen von Elektrolyten veröffentlichte und daß er um die Wende des Jahrhunderts vielfach mit magnetischen Untersuchungen beschäftigt war. Auf diesem Gebiet, dem er bereits seit seinen Studien- und Assistentenjahren in Göttingen nahestand, wurde er von neuem durch Kohlrausch angeregt, mit dem zusammen er auch ein störungsfreies Torsionsmagnetometer konstruierte. Dies Instrument entstand im Abwehrkampf gegen die vagabundierenden Ströme der Straßenbahn, nachdem es sich als undurchführbar herausgestellt hatte, die freie Verfügung über die Erde als Rückleiter zu untersagen. Sehr anschaulich hat Holborn die Bedenken der Reichsanstalt gegen das neue Verkehrsmittel oder — wie es damals hieß — die Elektrisierung der Pferdebahn in einem Aufsatz zum Ausdruck gebracht, der 1895 in den Preußischen Jahrbüchern erschien.

Etwas ausführlicher möchte ich nur noch zwei große Gruppen von Untersuchungen hier erörtern, von denen die eine noch ganz zu dem umfassenden Arbeitsprogramm gehörte, das Helmholtz für die Reichsanstalt aufgestellt hat und das die thermisch-kalorischen Eigenschaften einiger wichtiger Gase und des Wasserdampfes betraf, während die andere Gruppe, die durchaus den eigensten Wünschen Holborns entsprang, sich auf die Kompressibilität der Gase bezog.

Sein Interesse für kalorische Messungen reicht zurück bis in die Zeiten seiner Zusammenarbeit mit Willy Wien, mit dem er die bis zum Jahre 1895 vorliegenden Bestimmungen des Wärmeleitvermögens von Metallen kritisch bearbeitete. Im Anschluß hieran hat er dann im Jahre 1900 zusammen mit Dittenberger die Übergangswiderstände gemessen, die beim Wärmeaustausch zwischen siedendem Wasser und einer Metallwand auftreten. Für längere Zeit widmete sich Holborn den verwandten Fragen auf dem Gebiet der spezifischen Wärme vom Jahre 1905 ab. Gemeinsam mit Austin hat er die spezifische Wärme von Luft, Stickstoff, Sauerstoff und Kohlensäure bei dem Druck einer Atmosphäre bis zu Temperaturen von 800° nach der Mischungsmethode bestimmt; später hat er zusammen mit dem Vortragenden diese Temperaturgrenze bis 1400° hinausgeschoben und die Versuche auch auf Wasserdampf erstreckt. Diese für die Technik wichtigen Untersuchungen boten physikalisch dadurch besondere Reize, daß es im Falle des Wasserdampfes nötig würde, das Kalorimeter selbst auf über 100° zu halten und daß infolge des großen Temperaturgefälles zwischen dem heißen Gas und dem Kalorimeter viele Schwierigkeiten wegen der Temperaturmessung des Gases unmittelbar vor seinem Eintritt in das Kalorimeter und wegen ausreichender thermischer Isolation des Kalorimeters zu überwinden waren.

Den Bedürfnissen der Technik kam weiter eine große Untersuchung über die spezifische Wärme der Luft bei 60° und bis zu Drucken von 300 Atm. entgegen, an der M. Jakob entscheidenden Anteil nahm. Er konstruierte das Hochdruckkalorimeter, in dem die mit Zimmertemperatur einströmende Luft durch Zufuhr elektrischer Energie auf etwa 100° geheizt wurde. Das Ergebnis dieser Beobachtungen, für die es keine Vorläufer gab, lieferte die sehr bemerkenswerte Tatsache,

daß die spezifische Wärme der Luft mit zunehmendem Druck steigt, um in der Nähe von 300 Atm. einem Maximum zuzustreben, das etwa 25 Proz. höher liegt als die spezifische Wärme bei einer Atmosphäre.

Zu dieser Gruppe der thermisch-kalorischen Messungen rechne ich auch die Beobachtungen über den Sättigungsdruck des Wasserdampfes, die Holborn im Bereich von 50 bis 200°, d. h. also bis zu 15 Atm. mit dem Vortragenden durchführte, und die er in dem anschließenden Bereich der technischen Drucke bis hinauf zum kritischen Punkt bei 374° und 225 Atm. mit A. Baumann fortsetzte. Bei dem unteren Druckbereich kam zum erstenmal das damals neu aufgestellte 12 m hohe Quecksilbermanometer der Reichsanstalt in Benutzung, das drei Stockwerke des Observatoriums durchsetzt, während in dem höheren Druckbereich die von Thiesen angegebene und bereis 10 Jahre zuvor von der Firma Schäffer & Budenberg ausgeführte Druckwage zum erstenmal als Meßinstrument diente. Durch diese beiden Meßreihen war endlich ein der neuzeitlichen Forschung entsprechendes Zahlenmaterial für den Sättigungsdruck des Wasserdampfes gewonnen, das die 50 Jahre alten Regnaultschen Messungen an Zuverlässigkeit übertraf. Die Ingenieure aller Länder haben seitdem die französischen Zahlen aus ihren Dampfdrucktabellen gestrichen und durch die Zahlen der Reichsanstalt ersetzt.

Bei der Messung hoher Drucke hatte Holborn reiche Erfahrungen gewonnen, die ihn nun reizten, die Kompressibilität der Gase zu untersuchen und für deren Zustandsgleichung in großzügiger Weise experimentelle Grundlagen zu schaffen. Mit Recht wies er auf das große Mißverhältnis zwischen den vielen Berechnungen über die Zustandsgleichung und dem kärglichen Beobachtungsmaterial auf diesem Gebiet hin, in dessen erste Linie immer wieder die zweifellos nicht überall korrekten Messungen Amagats gerückt wurden. Die bei einer gegebenen Temperatur bestehende Beziehung zwischen dem Druck und dem spezifischen Volumen, die sogenannte Isotherme, war für die besonders interessanten einatomigen Gase überhaupt noch nicht oberhalb 100° bekannt.

Es handelt sich hier um eine Reihe von 10 inhaltsreichen Veröffentlichungen. Drei von ihnen sind der Druckwage gewidmet, die in Holborns Händen zu einem Instrument wurde, mit dem auch hohe Drucke noch mit großer Präzision bestimmt werden können. Bei den ersten Isothermenmessungen, die aus den Jahren 1913 und 1914 stammen, wirkte noch Hugo Schultze mit, dessen früher Soldatentod für Holborn und für die ganze Reichsanstalt einen schweren Verlust bedeutete. Vom Jahre 1922 führte Holborn die Beobachtungen zusammen mit J. Otto aus, der sein letzter Mitarbeiter geworden ist, und dem es nun obliegt, die noch gemeinsam mit Holborn begonnenen Untersuchungen im Sinne des Verstorbenen allein zu Ende zu führen. Das bisher vorliegende Beobachtungsmaterial erstreckt sich auf die 6 wichtigsten Gase: Helium, Neon, Argon, Wasserstoff, Stickstoff und Sauerstoff, für die nicht weniger als zusammen 53 Isothermen zwischen + 400° und — 260° für Drucke bis zu 100 Atm. durchgemessen wurden. Damit ist ein einheitliches Beobachtungsmaterial geschaffen, das die berühmten Messungen von Amagat, Witkowsky und Kamerlingh Onnes wenn auch nicht überall an Umfang, so doch an Zuverlässigkeit übertrifft.

Die Verwertung der ausgedehnten Messungsergebnisse für die molekulare Theorie der Gase hat bisher kaum begonnen. Holborn selbst stand derartigen Fragen, wie bereits erwähnt, fern und das Hauptinteresse unserer theoretischen Physik ist zurzeit anderen Problemen zugewandt. Aber es scheint mir festzustehen, daß eines Tages, wenn der wahre Schlüssel für die Aufstellung der Zustandsgleichung gefunden ist, auch die theoretische Physik auf diese Beobachtungen zurückgreifen wird, deren sich die praktische

Physik bereits mit Nutzen bedient. Mindestens ein Punkt verdient schon jetzt ernste Beachtung der Theoretiker, nämlich die Tatsache, daß die sogenannte Anfangsneigung der Isothermen beim Helium, Neon und Wasserstoff nicht mit steigender Temperatur durchgehend wächst, sondern entgegen den allgemein aagenommenen Theorien ein Maximum durchschreitet, dessen Temperatur für jedes Gas einen spezifischen Wert besitzt und für Helium am tiefsten liegt.

Schauen wir noch einmal auf den experimentellen Teil von Holborns Lebenswerk zurück, so treten besonders drei Gruppen von Arbeitsgebieten hervor: Die Temperaturmessung mit ihrer interessanten zeitgeschichtlichen Entwickelung, die thermisch-kalorischen Messungen mit ihrem starken Gegenwartswert für die Technik und die Isothermenmessungen als großes Vermächtnis an die Zukunft. In allen drei Gebieten hat er Spitzenleistungen in meßtechnischer Hinsicht vollbracht, die nicht leicht überboten werden können.

Aber ich würde kein vollständiges Bild von Holborns wissenschaftlicher Tätigkeit geben, wenn ich nicht seiner literarischen Arbeiten gedenken würde, denen er sich besonders in den letzten beiden Jahrzehnten gern widmete. In erster Linie ist hier seine Mitarbeit an Kohlrauschs Lehrbuch der praktischen Physik zu nennen, für das er eigentlich ständig tätig war, indem er in sein mit weißem Papier durchschossenes Exemplar Notizen über jede ihm wertvoll erscheinende Veröffentlichung schrieb, so daß er bei den häufigen Neuauflagen des Werkes das nachzutragende Material rasch und vollständig zur Hand hatte. Sein unermüdliches Literaturstudium und sein gutes Gedächtnis machten ihn zu einem sehr kenntnisreichen Physiker auf den verschiedendsten experimentellen Gebieten und ermöglichten ihm auch in bewundernswürdiger Schnelligkeit einen ausgezeichneten Beitrag für das Handbuch der Experimentalphysik zu schreiben, der unter dem Titel „Meßmethoden und Meßtechnik" einen stattlichen Band von über 20 Druckbogen umfaßt. In diesem Werk, das wenige Wochen vor seinem Tode erschienen ist, hat er in übersichtlicher und knapper Form die wichtigsten physikalischen Hilfsmittel und ihre Anwendung bei der experimentellen Forschung zur Darstellung gebracht. In vielen Fällen wird sich der junge Physiker aus diesem Buch vielleicht schneller den gewünschten Rat holen können als aus dem viel ausführlicheren und allerdings auch speziellere Fragen berücksichtigenden Werk von Kohlrausch.

Auf Holborns Anregung geht auch die Zusammenstellung der vielfach zitierten Wärmetabellen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt zurück, die er im Jahre 1919 zusammen mit Scheel und dem Vortragenden herausgab. Schließlich ist noch an die gemeinsam mit Kohlrausch veröffentlichte Monographie über das elektrische Leitvermögen der Elektrolyte vom Jahre 1898 zu erinnern, deren zweite Auflage nach Kohlrauschs Tode von Holborn allein besorgt wurde.

So haben wir nun 40 Jahre wissenschaftlicher Forschertätigkeit eines rastlos fleißigen Mannes an uns vorüberziehen lassen, eines Mannes, für den es keine achtstündige Begrenzung der Arbeitszeit gab, dem die Anspannung des Geistes durch wissenschaftliche Fragen zum Lebensbedürfnis wurde. Wir haben gesehen, daß es sich hierbei niemals um Probleme handelte, die zu einer bedeutenden Entdeckung in unserer Wissenschaft führten, sondern fast stets um die mühsam quantitative Erforschung bisher nur ungenügend bekannter Gebiete. Es war die Arbeit eines Meisters der messenden Physik, der sich durch seine Taten ein schönes Denkmal setzte, das nicht nur in seinem näheren Kreise bewundernd anerkannt wird, sondern das auch weit hinaus über die Grenzen des Vaterlandes leuchtet und noch lange leuchten wird.

Ein unparteiischer Richter könnte unter den Physikern unserer Tage nicht viele be-

zeichnen, die so zahlreiche und so wichtige Untersuchungen ausgeführt haben, wie es Holborn getan hat. Die Physikalisch-Technische Reichsanstalt ist stolz darauf, daß er der ihre war und wird nicht vergessen, was er für sie getan hat. Möchten uns viele Männer von den wissenschaftlichen Fähigkeiten Ludwig Holborns beschieden sein.

(Eingegangen 17. Januar 1927.)

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Wellenmechanik und Korrespondenzprinzip.

Von P. Debye.

1. Ebenso wie Bohr für die klassische Quantenmechanik nachgewiesen hat, daß sie asymptotisch diejenigen Frequenzen ergibt, welche man nach den Maxwell-Lorentzschen Gleichungen der Elektrodynamik zu erwarten hat, muß es möglich sein, aus den Ansätzen der Wellenmechanik eine ähnliche Korrespondenz abzulesen. Da aber die neue Theorie nicht nur die Frequenzen, sondern gleichzeitig auch die Intensitäten wiedergeben soll, müssen ihre Ansätze inniger mit der gewöhnlichen Elektrodynamik verknüpft sein, als das bei der älteren Quantentheorie der Fall war. Diese Korrespondenz läßt sich hübsch verfolgen an dem allgemeinen System mit einem Freiheitsgrade. Daher sollen die diesbezüglichen Betrachtungen hier kurz dargestellt werden.

Für ein System mit einem Freiheitsgrade der potentiellen Energie $U = U(x)$ lautet die Schrödingersche Wellengleichung

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} - \frac{1}{\varkappa^2}\, 2m(E-U)\psi = 0, \qquad (1)$$

wenn E die Totalenergie, m die Masse des bewegten Teilchens bedeutet und

$$\frac{2\pi i}{h} = \varkappa$$

gesetzt ist.

Es entspricht dem ähnlichen Übergange von der Wellenoptik zur geometrischen Optik, wenn man den asymptotischen Grenzfall, auf den es hier ankommen soll, mathematisch definiert als Grenzübergang $\lim h = 0$. Daß dieser Grenzübergang praktisch vielfach auf den Übergang zu großen Quantenstrahlen hinausläuft, kann erst nachträglich geschlossen werden. Im betrachteten Grenzfalle $\lim h = 0$ oder $\lim \varkappa = 0$ findet man die asymptotische Lösung durch einen Ansatz der Form

$$\psi = e^{\frac{1}{\varkappa} S},$$

in welchem die Funktion S durch eine Reihenentwicklung der Form

$$S = S_0 + \varkappa S_1 + \varkappa^2 S_2 + \cdots$$

dargestellt werden soll[1]), von der, wie man sieht, im Grenzfalle nur die beiden ersten Glieder eine Rolle spielen. Zur Bestimmung derselben folgen aus (1) die Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{dS_0}{dx}\right)^2 &= 2m\,(E-U), \\ 2\,\frac{dS_0}{dx}\,\frac{dS_1}{dx} + \frac{d^2S_0}{dx^2} &= 0. \end{aligned}\right| \qquad (2)$$

In der Sprache der geometrischen Optik bestimmt die erste dieser Gleichungen (im mehrdimensionalen Falle) die Flächen konstanter Phase und die Phasengeschwindigkeit, die zweite die Intensitätsänderungen längs des Lichtstrahles. Im übrigen besteht bekanntlich ein Hauptmerkmal des Schrödingerschen Ansatzes darin, daß die erste jener Gleichungen die Hamilton-Jacobische Differentialgleichung der klassischen Mechanik ist.

Im vorliegenden Falle folgt

$$\left.\begin{aligned} S_0 &= \int \sqrt{2m(E-U)}\,dx, \\ S_1 &= \log \frac{\text{const}}{\sqrt{\frac{dS_0}{dx}}} = \log \frac{\text{const}}{[2m(E-U)]^{1/4}}. \end{aligned}\right| \qquad (3)$$

Die Wurzel kann noch mit dem positiven oder negativen Zeichen genommen werden, so daß als asymptotischer Ausdruck für ψ folgt

$$\psi = \frac{A}{[2m(E-U)]^{1/4}} \cos\left\{\frac{2\pi}{h}\int \sqrt{2m(E-U)}\,dx + \alpha\right\} \qquad (4)$$

1) Vgl. L. Brillouin, C. r. **183**, 24, 1926.

mit zwei willkürlichen Konstanten A und α. Für die potentielle Energiefunktion U sei angenommen, daß sie etwa bei $x=0$ ein Minimum habe und von dort nach links und rechts dauernd ansteige, so daß die Gleichung

$$E - U(x) = 0$$

zwei Wurzeln $x=x_1$ und $x=x_2$ hat. Um bestimmte Verhältnisse in jeder Beziehung zu haben, sei die untere Grenze des Integrals für S_0 zu $x=x_1$ festgesetzt. Die Formel (4) entspricht den von Wentzel gegebenen Ausführungen[1]). Neuerdings hat Kramers[2]) den Ausdruck für ψ in der Nähe der kritischen Stellen $x=x_1$ und $x=x_2$ untersucht. Dort versagt die Darstellung (4), aber indem er auf die ursprüngliche Differentialgleichung zurückgriff, konnte er zeigen, wie (4) durch die Stellen x_1 und x_2 hindurch mit Hilfe von Zylinderfunktionen fortgesetzt werden kann. Die Bedingung, daß ψ für alle Werte von x von $-\infty$ bis $+\infty$ endlich sein soll, ist, wie Kramers zeigt, nur zu erfüllen, wenn

$$\alpha = \frac{\pi}{4} \tag{5}$$

und

$$\frac{J}{2} = \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(E-U)}\,dx = \left(n + \frac{1}{2}\right)\frac{h}{2} \tag{5'}$$

ist[3]). Damit ist die Quantelung im Sinne von Schrödinger im asymptotischen Falle geleistet, sie unterscheidet sich von der klassischen insofern, als $n+\frac{1}{2}$ statt n auftritt.

2. Zu untersuchen verbleibt die Korrespondenz mit der klassischen Elektrodynamik.

Ist T die Zeit für einen Hin- und Hergang des Massenpunktes, zwischen den Endlagen x_1 und x_2 und rechnen wir die Laufzeit t von einem Augenblick an, in dem $x=x_1$ ist, so wird klassisch für x die Fouriersche Darstellung gelten

$$x = \sum_k a_k \cos 2\pi k \frac{t}{T}, \tag{6}$$

wobei die Amplitude a_k bestimmt ist durch den Ausdruck

$$a_k = \frac{2}{T}\int_0^T x(t)\cos 2\pi k \frac{t}{T}\,dt. \tag{6'}$$

Die unverkürzte Hamilton-Jacobische Gleichung

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + H = 0$$

hat die Lösung

$$\sigma = S_0 - Et,$$

in welcher S_0 den früher angegebenen Wert hat und Funktion von E, sowie der Koordinaten x ist. In bekannter Weise lautet die Gleichung für die „Bahn"

$$\frac{\partial \sigma}{\partial E} = \frac{\partial S_0}{\partial E} - t = \text{const.}$$

Bei der getroffenen Wahl des Anfangspunktes der Zeit ist die Konstante gleich 0, somit

$$t = \frac{\partial S_0}{\partial E}. \tag{7}$$

Wir benutzen diesen Zusammenhang zwischen t und x um in (6') die Integration nach t durch eine solche nach x zu ersetzen und erhalten zunächst

$$a_k = \frac{4}{T}\int_{x_1}^{x_2} x \cos\left(2\pi k \frac{\partial S_0}{T\,\partial E}\right)\frac{\partial^2 S_0}{\partial E\,\partial x}\,dx.$$

Wie sofort aus (7) und der ersten Gleichung von (3) ersichtlich ist, folgt die ganze Schwingungszeit aus der Beziehung

$$\frac{T}{2} = \frac{\partial}{\partial E}\int_{x_1}^{x_2}\sqrt{2m(E-U)}\,dx = \frac{1}{2}\frac{\partial J}{\partial E}, \tag{8}$$

1) G. Wentzel, Zeitschr. f. Phys. **38**, 518, 1926.

2) H. A. Kramers, Zeitschr. f. Phys. **39**, 828, 1926.

3) In der Notiz von Kramers kommen einige Druckfehler vor, die es so aussehen lassen, als ob nicht halbe, sondern viertel Quantenzahlen auftreten. Der Gedankengang kann kurz folgendermaßen dargestellt werden: Im Mittelgebiet zwischen x_1 und x_2 kann ψ dargestellt werden durch die Formel

$$\psi = A_1\psi_1 + A_2\psi_2,$$

wenn man etwa in (4) die cos-Funktion durch Exponentialfunktionen ausdrückt. In der Nähe von x_1 und x_2 versagt diese Darstellung. Dort kann in der Wellengleichung aber $E-U$ durch das erste Glied der Taylor-Entwicklung dargestellt werden, woraus folgt, daß in der Nähe von x_1 die Funktion ψ die Form

$$\psi = C_1'f_1 + C_2'f_2$$

und in der Nähe von x_2 die Form

$$\psi = C_1''f_1 + C_2''f_2$$

hat. f_1 und f_2 sind bis auf den Faktor $\zeta^{1/4}$ die Hankelschen Zylinderfunktionen eines Argumentes, welches proportional $\zeta^{3/2}$ ist, wenn mit ζ der Abstand von x_1 oder x_2 bezeichnet wird. Die asymptotischen Formeln der Zylinderfunktionen zeigen nun, daß die beiden zuletzt angegebenen Darstellungen tatsächlich in die zuerst angegebene übergehen. Dazu ist nur erforderlich, daß C_1' und C_2' einerseits und C_1'' und C_2'' andererseits in bestimmter Weise durch A_1 und A_2 ausgedrückt sind. Mit Hilfe der Umlaufsrelationen der Zylinderfunktionen (Nielsen, Handbuch der Theorie der Zylinderfunktionen S. 18) und der asymptotischen Entwicklungen (Nielsen S. 154) können weiter die Darstellungen links von x_1 und rechts von x_2 stetig fortgesetzt werden. Die Bedingung, daß auch hier die Funktionen asymptotisch nicht unendlich werden dürfen, liefert dann zwei lineare Gleichungen mit dem rechten Gliede 0 zur Bestimmung von A_1 und A_2. Diese haben nur dann eine endliche Lösung, wenn die Determinante verschwindet und diese letztere Bedingung liefert die Quantelung. Das Verhältnis A_1 zu A_2 ist bestimmt und ergibt die räumliche Phase.

wenn für das bestimmte Integral die in (5′) eingeführte Bezeichnung J verwendet wird. Wir haben also schließlich

$$a_k = \frac{4}{\partial J/\partial E}\int_{x_1}^{x_2} x \cos\left(2\pi k \frac{\partial S_0/\partial E}{\partial J/\partial E}\right)\frac{\partial^2 S_0}{\partial E\,\partial x}\,dx. \tag{9}$$

3. Wir wollen jetzt dieses klassische Resultat vergleichen mit dem von Schrödinger in Analogie zu Heisenberg angesetzten Amplitudenausdruck. Sind ψ_μ und ψ_ν zwei Eigenfunktionen, so daß die zugehörigen Wellenfunktionen durch

$$\psi_\mu e^{\frac{2\pi i}{h}E_\mu t} \quad \text{und} \quad \psi_\nu e^{\frac{2\pi i}{h}E_\nu t}$$

dargestellt sind, so werden gewöhnlich ψ_μ und ψ_ν erst normiert und dann die Amplitude für die Schwingungszahl $\frac{E_\mu - E_\nu}{h}$ proportional

$$\int x\,\psi_\mu \psi_\nu\,dx$$

gesetzt. In unserem asymptotischen Falle ist ψ durch (4) gegeben im Intervall x_1 bis x_2, außerhalb desselben verschwindet, wie aus der Kramerschen Rechnung hervorgeht, ψ exponentiell so, daß im Limes $h = 0$ für diese Gebiete $\psi = 0$ gesetzt werden kann. Beachten wir ferner die Bedeutung von S_0, so kann (4) auf die Form

$$\psi = \frac{A}{\sqrt{m}}\sqrt{\frac{\partial^2 S_0}{\partial E\,\partial x}}\cos\left(\frac{2\pi}{h}S_0 + \alpha\right) \tag{10}$$

gebracht werden. Normieren wir ψ, so erfordert das für A die Bedingung

$$\frac{A^2}{m}\int_{x_1}^{x_2}\frac{\partial^2 S_0}{\partial E\,\partial x}\cos^2\left(\frac{2\pi}{h}S_0 + \alpha\right)dx = 1.$$

Ersetzt man nun $\cos^2 u$ durch $\frac{1}{2} + \frac{1}{2}\cos 2u$, so verschwindet im $\lim h = 0$ der Beitrag des zweiten Gliedes und man findet

$$\frac{A^2}{2m}\int_{x_1}^{x_2}\frac{\partial^2 S_0}{\partial E\,\partial x} = 1$$

oder[1]) mit Rücksicht auf die Definition von J nach (5′):

$$\frac{A^2}{m} = \frac{4}{\partial J/\partial E}. \tag{11}$$

Die zur Schwingungszahl $\frac{E_\mu - E_\nu}{h}$ gehörige Amplitude ist also in der Wellenmechanik und im Grenzfalle proportional

$$\int x\,\psi_\mu\psi_\nu dx = 4\int_{x_1}^{x_2} x\sqrt{\frac{\left(\frac{\partial^2 S_0}{\partial E\,\partial x}\right)_\mu\left(\frac{\partial^2 S_0}{\partial E\,\partial x}\right)_\nu}{\left(\frac{\partial J}{\partial E}\right)_\mu\left(\frac{\partial J}{\partial E}\right)_\nu}}\cos\left(\frac{2\pi}{h}S_0^{(x)} + \alpha_\mu\right)\cos\left(\frac{2\pi}{h}S_0^{(x)} + \alpha_\nu\right)dx.$$

Wir wollen jetzt annehmen, daß die Quantenzustände μ und ν im Limes $h = 0$ wenig verschieden sind, so daß allgemein Differenzen durch Differentiale ersetzt werden können. Im ersten Wurzelfaktor unter dem Integral braucht dann überhaupt nicht zwischen den beiden Zuständen unterschieden zu werden. Andererseits kann das Produkt der cos-Funktionen ersetzt werden durch die halbe Summe zweier cos-Funktionen mit den Argumenten Summe oder Differenz der Ursprünglichen. Der erstere cos liefert im $\lim h = 0$ keinen Beitrag. Für die Differenz der Argumente aber kann man zunächst schreiben

$$\frac{2\pi}{h}\frac{\partial S_0}{\partial E}\delta E,$$

wenn δE die Energiedifferenz der beiden Zustände bedeutet, denn nach Kramers ist $\alpha_\mu = \alpha_\nu = \frac{\pi}{4}$. Weiter aber folgt aus (5′)

$$\frac{\partial J}{\partial E}\delta E = h\delta n.$$

Ersetzen wir dementsprechend δE durch $\frac{h}{\partial J/\partial E}\delta n$, so wird schließlich[2])

[1]) Es wird hier Gebrauch gemacht von der Beziehung

$$\frac{\partial}{\partial E}\int_{x_1}^{x_2}\sqrt{2m(E-U)}\,dx = \int_{x_1}^{x_2}\frac{\partial}{\partial E}\sqrt{2m(E-U)}\,dx.$$

Eigentlich ergibt die Differentiation im ersten Integral zunächst

$$\frac{\partial}{\partial E}\int_{x_1}^{x_2}\sqrt{2m(E-U)}\,dx = \int_{x_1}^{x_2}\frac{\partial}{\partial E}\sqrt{2m(E-U)}\,dx + \left[\sqrt{2m(E-U)}\right]_{x=x_2}\frac{\partial x_2}{\partial E} - \left[\sqrt{2m(E-U)}\right]_{x=x_1}\frac{\partial x_1}{\partial E},$$

aber da $\frac{\partial x_1}{\partial E}$, sowie $\frac{\partial x_2}{\partial E}$ endlich und an den Grenzen $E = U$ ist, besteht die obige Beziehung zu Recht.

[2]) Würde man von dem Standpunkte ausgehen, daß die Quantenbedingung (5′) unbekannt ist, dann würde die Korrespondenz die Existenz der Gleichung

$$\delta\mathcal{J} = \frac{\partial\mathcal{J}}{\partial E}\delta E = h\delta n$$

erfordern. Auf diesem Wege würde man also schließen,

$$\int x \psi_\mu \psi_\nu d x = 2 \int_{x_1}^{x_2} x \frac{\partial^2 S_0 / \partial E \, \partial x}{\partial J / \partial E} \cos \left(2\pi \frac{\partial S_0 / \partial E}{\partial J / \partial E} \delta n \right) d x . \tag{12}$$

Die vollständige zu dem Produkte $\psi_\mu \psi_\nu$ gehörige Schwingungsfunktion ist

$$\psi_\mu \psi_\nu e^{\frac{2\pi i}{h}(E_\mu - E_\nu)t},$$

ist nun, wie oben vorausgesetzt $\mu = \nu + \delta n$, so ist also in der Grenze die Schwingungszeit

$$\tau = \frac{h}{E_\mu - E_\nu} = \frac{h}{\delta J} \frac{\partial J}{\partial E} = \frac{1}{\delta n} \frac{\partial J}{\partial E} \tag{12'}$$

Die in der Grenze für $h = 0$ aus den Ansätzen der Wellenmechanik abgeleiteten Darstellungen (12) und (12') sind nun in der Tat bis auf eine Kleinigkeit identisch mit den Ansätzen der gewöhnlichen Mechanik, wie sie in (6), (8) und (9) zusammengefaßt sind. Die Schwingungszeit τ ist nach (12') und (8) ein ganzzahliger Bruchteil der mechanischen Schwingungszeit T; der Ausdruck (12) ist die Hälfte des in (9) angegebenen Entwicklungskoeffizienten a_k. Nebenbei ist die zeitliche Phase der Schwingungsfunktion eindeutig verknüpft mit der Lage des Massenpunktes im Sinne der klassischen Mechanik. Ein einziger Unterschied scheint zunächst übriggeblieben zu sein, da (12) und (9) um einen Faktor 2 verschieden sind. Indessen wird auch diese Differenz schließlich noch aufgehoben durch die folgende einfache Bemerkung. In den obigen Überlegungen ist $\mu = \nu + \delta n$ gesetzt worden und der Grenzübergang ausgeführt. Setzt man statt dessen $\mu = \nu - \delta n$, so erhält man, ähnlich wie in (12'), eine Schwingungszeit, die sich von dem dort angegebenen Werte nur im Vorzeichen unterscheidet. Es existiert deshalb noch ein zweiter wellenmechanischer Momentenarm

$$\int x \psi_\mu \psi_\nu d x ,$$

der zur selben Frequenz wie der frühere gehört und der, wie man sich sofort überzeugt, ebenfalls durch (12) dargestellt wird. Offenbar ist die Summe dieser Momentenarme erst das, was man mit dem Entwicklungskoeffizienten a_k zu vergleichen hat. Infolgedessen ist die Korrespondenz mit Einschluß des Zahlenfaktors vollkommen.

4. Schrödinger hat beim linearen harmonischen Oszillator versucht, ein „Wellenpaket" so zu definieren, daß dieses die Bewegung des Massenpunktes und die Konzentration der Ladung um denselben wiedergeben konnte. Es gelang, indem er spezielle Eigenschaften der Hermiteschen Polynome geschickt verwertete[1]). Es mag von Interesse sein, daß Ähnliches im vorliegenden allgemeinen Falle leicht gelingt, und zwar, wie man mühelos einsieht, und wie man auch erwarten sollte, ohne auf ganz speziell gewählte Entwicklungskoeffizienten zurückzugreifen. Der reelle Teil des Ausdruckes,

$$\psi_\mu \psi_\nu e^{\frac{2\pi i}{h}(E_\mu - E_\nu)t},$$

welcher in der Grenze für $h = 0$ diese Funktion genügend wiedergibt, ist falls $\mu = \nu + \delta n$ gesetzt wird und bis auf den Faktor 2 der hinter x folgende Teil des Integranden in (12) multipliziert mit

$$\cos \left[\frac{2\pi}{h} (E_\mu - E_\nu) t \right] = \cos \left(2\pi \delta n \frac{t}{\partial J / \partial E} \right).$$

Nehmen wir statt dessen $\mu = n + \sigma$ und $\nu = n + \tau$, wobei σ und τ klein gegen n sein sollen, so ist also der obige Ausdruck, der im Sinne der Wellenmechanik proportional der elektrischen Dichte ist, die man mit der Schwingung (μ, ν) zu verknüpfen hat, gleich

$$2 \frac{\partial^2 S_0 / \partial E \, \partial x}{\partial J / \partial E} \cos \left[2\pi \frac{\partial S_0 / \partial E}{\partial J / \partial E} (\sigma + \tau) \right] \cos \left[2\pi \frac{t}{\partial J / \partial E} (\sigma + \tau) \right]. \tag{13}$$

Wir setzen abkürzend

$$\Phi = \Phi(x) = \frac{\partial S_0 / \partial E}{\partial J / \partial E}, \quad T = \frac{\partial J}{\partial E}$$

und

$$\Phi' = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\partial^2 S_0 / \partial E \, \partial x}{\partial J / \partial E} ;$$

die Größe T ist dann mit der früher eingeführten klassisch mechanischen Schwingungszeit identisch. Als Dichtefunktion soll demnach gelten

$$2 \Phi' \cos [2\pi(\sigma + \tau) \Phi] \cos \left[2\pi(\sigma + \tau) \frac{t}{T} \right]. \tag{13'}$$

Wir können jetzt solche Dichtefunktionen beliebig zusammensetzen; die einfachste Möglichkeit ist die alle zum Gebiete

$$-s \leq \sigma \leq +s, \quad -s \leq \tau \leq +s$$

gehörigen, jeweilig mit dem gleichen Gewichte 1

daß die Quantenbedingung $\mathcal{J} = (n + \alpha) h$ sein muß mit einer beliebigen und hier unbestimmt bleibenden Konstante α.

1) Die Naturwissenschaften **14**, 664, 1926.

zusammenzunehmen. Es gibt natürlich noch beliebige andere Möglichkeiten, aber der eben genannte sehr einfache Ansatz liefert schon ein Wellenpaket mit den gewünschten Eigenschaften[1]). Nach (13′) bekommt man in dieser Weise eine Dichte ϱ der Form

$$\varrho = \Phi' \sum_{\sigma} \sum_{\tau} \left| \cos\left[2\pi(\sigma+\tau)\left(\Phi - \frac{t}{T}\right)\right] + \cos\left[2\pi(\sigma+\tau)\left(\Phi + \frac{t}{T}\right)\right]\right|. \qquad (13'')$$

Nun ist aber

$$\sum_{\sigma=-s}^{\sigma=+s} \sum_{\tau=-s}^{\tau=+s} \cos\left[2\pi(\sigma+\tau)u\right] = \sum_{\sigma=-s}^{\sigma=+s} \sum_{\tau=-s}^{\tau=+s} e^{i2\pi(\sigma+\tau)u} = \left(\sum_{\sigma=-s}^{\sigma=+s} e^{i2\pi\sigma u}\right)^2.$$

Weiter ist

$$\sum_{\sigma=-s}^{\sigma=+s} e^{2\pi i\sigma u} = \frac{\sin\left[(2s+1)\pi u\right]}{\sin \pi u},$$

er wird also schließlich

$$\varrho = \Phi' \left| \frac{\sin^2\left[(2s+1)\pi\left(\Phi - \frac{t}{T}\right)\right]}{\sin^2\left[\pi\left(\Phi - \frac{t}{T}\right)\right]} + \frac{\sin^2\left[(2s+1)\pi\left(\Phi + \frac{t}{T}\right)\right]}{\sin^2\left[\pi\left(\Phi + \frac{t}{T}\right)\right]} \right|. \qquad (14)$$

Wie das aus den Interferenzrechnungen der Optik bekannt ist, hat z. B. der erste Term in (14) ein umso ausgesprocheneres Maximum für verschwindendes Argument, je größer $2s+1$, d. h. je größer die Zahl der in (13″) zusammengesetzten Glieder ist. Verschwindendes Argument aber ist charakterisiert durch die Gleichung

$$\Phi - \frac{t}{T} = 0. \qquad (15)$$

Berücksichtigt man die oben angegebene Bedeutung der Abkürzungen Φ und T, so ist (15) identisch mit

$$\frac{\partial S_0}{\partial E} = t, \qquad (15')$$

was nichts anderes ist als die klassisch mechanische Bewegungsgleichung (7), die x mit t verknüpft. An denjenigen Stellen, wo klassisch der Massenpunkt sich jeweilig befindet, hat die Dichte ein ausgesprochenes und scharfes Maximum. Die anderen Hauptmaxima des ersten Termes von (14) die dort auftreten, wo das Argument ein ganzzahliges Vielfaches von π ist, bringen nichts Neues, da der Übergang zu ihnen einfach einer Zeitverschiebung um eine volle Periode T gleichkommt. Ebenso führt die Berücksichtigung des zweiten Gliedes in (14) nur zu einer Zeichenumkehr der Zeit, was wieder bedeutungslos ist, da nach (6) die klassische x-Koordinate sich für $x = +t$ und $x = -t$ gleich ergibt. Schließlich kann der vor der Klammer in (14) stehende Faktor Φ' nach (15′) auf die Form

$$\Phi' = \frac{1}{T}\frac{dt}{dx}$$

gebracht werden, er drückt also aus, daß die Dichte längs der Bahn umgekehrt proportional der klassischen Geschwindigkeit ist, mit welcher sich der Massenpunkt bewegt. Die Belegung ist also der Verweilzeit proportional, wie man das erwarten sollte.

1) Hätte man als Gewichtsfunktion statt f die Funktion $e^{-\alpha(\sigma^2+\tau^2)}$ gewählt, so würde man an Stelle von (14′) den Ausdruck

$$\varrho = \frac{\pi}{\alpha}\Phi' \left| e^{-2\frac{\pi^2}{\alpha}\left(\Phi - \frac{t}{T}\right)^2} + e^{-2\frac{\pi^2}{\alpha}\left(\Phi - \frac{t}{T}\right)^2} \right|$$

bekommen haben, sofern α klein gegen 1 gewählt ist. Die Folgerungen sind nicht verschieden von denen, die im Texte aus (14′) gezogen werden.

Zürich, 14. Dezember 1926.

(Eingegangen 16. Dezember 1926.)

Zur Frage der Richtung des „gleichgerichteten" Stromes beim Kristalldetektor.

Von Arthur Schleede u. Heinz Buggisch.

Eine große Anzahl von Kristallmaterialien (die sogenannten Halbleiter) besitzen die Eigenschaft, in bestimmter Anordnung dem elektrischen Strom in der einen Richtung einen anderen Widerstand entgegenzusetzen als in der anderen Richtung. Die Anordnung muß hierfür eine unsymmetrische sein. Um den Effekt zu erhalten, muß das Kristallmaterial einerseits mit einer großen, metallisch leitenden Fläche Kontakt haben (in Woodsches Metall eingeschmolzen

sein), andererseits von einer Metallspitze mit mehr oder weniger Druck berührt werden. Trifft man bei der Berührung mit der Metallspitze eine geeignete Stelle des Kristallmaterials, so zeigt die Anordnung „unipolare" Leitfähigkeit, wenn man an den eingeschmolzenen Kristall und an die Spitze die Stromzuführungen legt. Wird die Berührungsstelle zwischen Kristall und Spitze von elektrischen Schwingungen getroffen, so tritt eine Gleichspannung auf, deren Ursache allerdings noch nicht in allseitig befriedigender Weise geklärt ist. Auf diese letztere Frage soll hier jedoch nicht weiter eingegangen werden[1]).

Auffällig und bisher ungeklärt war die Tatsache, daß das gleiche Kristallmaterial ganz verschiedene Empfindlichkeit zeigen kann, daß sogar an ein und demselben Stück empfindliche neben unempfindlichen Stellen auftreten können. Eine gleichzeitig erscheinende Untersuchung der Verfasser[2]) führte im Fall des Bleiglanzes zu einer befriedigenden Erklärung. Es stellte sich heraus, daß die Empfindlichkeit des Bleiglanzes in Zusammenhang steht mit der chemischen Zusammensetzung, derart, daß die empfindlichen Stellen mehr Schwefel enthalten als der molekularen Zusammensetzung des Bleiglanzes als PbS entspricht. Mit dieser Untersuchung in Zusammenhang steht die in der Literatur verbreitete Ansicht[3]), daß der sogenannte gleichgerichtete Strom bei niederen Spannungen für benachbarte Punkte eines Detektorkristalls bisweilen seinen Richtungssinn umkehrt, wenn auch eine Richtung zumeist bevorzugt ist. Es ist klar, daß diese Behauptung für das gesamte Detektorproblem von grundlegender Wichtigkeit ist. So wurde Stransky[4]) hierdurch veranlaßt, eine Erweiterung der Schottkyschen elektronischen Theorie[5]) der Wirkungsweise des Kristalldetektors vorzunehmen. Die nachfolgend mitgeteilte Untersuchung soll nun zeigen, daß der verschiedene Richtungssinn des „gleichgerichteten" Stromes nicht vorhanden ist, wenn einwandfreie Versuchsbedingungen vorliegen. Das Detektorproblem erfährt hierdurch eine wesentliche Vereinfachung.

Um diesen Nachweis zu führen, wurde eine Anzahl Charakteristiken aufgenommen, d. h. die durch den Detektor hindurchgehenden Ströme in ihrer Abhängigkeit von den angelegten Gleichstromspannungen. Trägt man den Kurvenzug für „Metallspitze negativ" in den ersten Quadranten eines Koordinatensystems, für „Metallspitze positiv" in den dritten Quadranten ein[1]), so erhält man keine gerade Linie (Ohmsches Gesetz), sondern eine zum Ursprungspunkt unsymmetrisch liegende Kurve, wie z. B. in Fig. 1 gezeichnet.

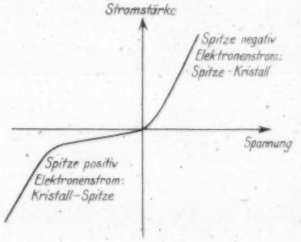


Fig. 1.

1. Diskutierung von Fehlerquellen, die sich beim Arbeiten mit zu hohen Spannungen ergeben.

Bevor wir an die Durchführung der Messungen herangehen konnten, mußten wir uns vergewissern, bis zu welchen Spannungen und Stromstärken das Kristallmaterial nicht in Mitleidenschaft gezogen wird. Die meisten Beobachter arbeiten mit Spannungen von 0,25 bis 10 Volt. Nun ist bei starken Energien von Paule Collet[2]) am Bleiglanz eine schwache „Gleichrichterwirkung" beobachtet worden, die von umgekehrtem Richtungssinn wie bei schwachen Energien ist. Spannungen über 2 Volt haben nämlich zur Folge, daß der Kurvenzug, der den schwächeren Strom darstellt, sich mehr und mehr aufzurichten und zum andern Kurvenzug symmetrisch zu werden beginnt, bis schließlich die Asymmetrie des Diagrammes der bei geringen Energien entgegengesetzt ist. Diese Detektorwirkung zweiter Art bei starken Energien darf in keiner Weise mit der angeblichen Inkonstanz der Richtung des gleichgerichteten Stromes für nahe nebeneinanderliegende Punkte bei niedrigen Spannungen verwechselt werden. Die Detektorwirkung zweiter Art ist von einer starken Erhitzung des Kontaktes Spitze—Bleiglanz begleitet. Cayrel[3]) teilt mit, daß die Spitze bis zur Rotglut gebracht wird, und Collet gibt an, daß der Durchgang des Stromes, wenn man 7 bis 8 Volt überschreitet, ein Schmelzen und Bildung

1) Vgl. hierzu Lehnhardt: „Der Detektor". Ein von den Verfassern bearbeiteter zusammenfassender Bericht über diesen Gegenstand erscheint in der Zeitschrift für Hochfrequenztechnik.
2) Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chem. 1927.
3) Literaturangaben bei: Szekely de Doba, Wien. Akad. Ber. (IIa) **127**, 719, 1918: Trey, Physik. Zeitschr. **26**, 849, 1925.
4) Stransky, Zeitschr. f. phys. Chem. **113**, 131, 1924.
5) Schottky, Zeitschr. f. Phys. **14**, 63, 1923.

1) Huizinga, Physik. Zeitschr. **21**, 91, 1920.
2) Paule Collet, Ann. de Phys. IX, **15**, 265, 1921.
3) Cayrel, C. r. **180**, 1728, 1925.

von kraterförmigen Aushöhlungen hervorruft. Derartige Untersuchungen, bei denen wie Collet selbst sagt, „eine Entmischung des Bleiglanzes" eintritt, dürften zur Lösung des Detektorproblems kaum etwas beitragen, sie zeigen nur, daß beim Arbeiten mit einigen Volt Spannung die Gefahr einer zu starken Erwärmung des Kristalles und einer durch diese bewirkten chemischen Veränderung des empfindlichen Materials besteht. Sonderbar erscheint es nur, daß die von früheren Autoren beim Durchgang von großen elektrischen Energien beobachtete starke Erwärmung der Kontaktstelle die Versuchsbedingungen nicht als gänzlich unzureichend erkennen ließ. Veröffentlichungen, wonach „große elektrische Energien Wellenempfindlichkeit und Unipolarität verändern", erscheinen vollkommen selbstverständlich, da Flowers[1]) mitteilt, daß ein völliger Zusammenbruch der Charakteristik eintritt, wenn die Kontaktstelle so stark erhitzt wurde, daß das Material an der Kontaktstelle schmolz.

2. Meßvorrichtung.

Um die erwähnte Gefahrenquelle auszuschließen, wurden im Gegensatz zur Gepflogenheit einer großen Zahl früherer Autoren Spannungen von 20 bis 200 Millivolt verwendet. Wir näherten uns damit zugleich den in der Summeranlage und beim Rundfunk in der Nähe des Senders herrschenden Spannungsverhältnissen. Die Ermittlung der zueinandergehörigen Strom- und Spannungswerte gestaltete sich dann folgendermaßen (Fig. 2):

Mittels einer Summeranlage[2]) wurde der Kontakt Spitze—Bleiglanz auf die gewünschte (meistens maximale) Lautstärke eingestellt. Dann wurde der Detektor in einen Gleichstromkreis geschaltet. Der Strom zweier Akkumulatorenzellen E wurde in zweifacher Verzweigung über einen Widerstand von 100 Ω und 1000 Ω geschickt. Von dem 1000 Ω Widerstand wurden die gewünschten Spannungen abgegriffen und mittels Präzisionsvoltmeter V von Siemens & Halske gemessen (Widerstand bis 3 Volt Meßbereich 1000 Ω). Der Strom konnte mit Hilfe eines Umschalters U einmal in der einen Richtung und dann in der entgegengesetzten Richtung durch den Detektor D und ein Zeigerinstrument von Hartmann & Braun (Größenordnung 10^{-6} Amp., Widerstand $\sim$ 160 Ω) geschickt werden. Da der Nullpunkt des Instrumentes in der Mitte der Skala lag, brauchten die Stromzuführungen beim Umschalten nicht vertauscht zu werden. Von einigen Beobachtern wird der Spannungsabfall im Galvanometer nicht in Rechnung gesetzt. Werden die am Spannungsmesser abgelesenen Werte unmittelbar in das Koordinatensystem eingetragen, so sind die aus den Kurven abgelesenen Widerstände sämtlich um den Widerstand des Galvanometers zu hoch. Die nachstehenden Spannungswerte sind in bekannter Weise korrigiert.

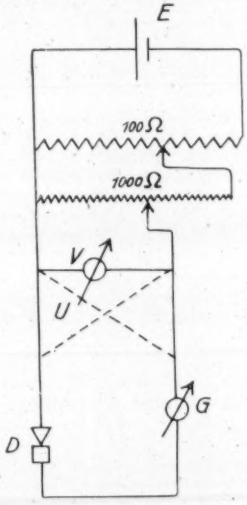


Fig. 2.

e bzw. i sind die am Volt- bzw. Galvanometer abgelesenen Werte, e_1 ist die tatsächlich am Detektor liegende Spannung. w_1 und w_2 sind die bezüglichen Widerstände von Detektor und Galvanometer.

$$e = i\,(w_1 + w_2) = i w_1 + i w_2$$
$$= e_1 + i w_2$$
$$e_1 = e - i w_2.$$

3. Ergebnisse.

Die Stromspannungsmessungen wurden an folgenden Kristallmaterialien[1]) ausgeführt:

1. natürlicher Bleiglanz C.K. vom Maison Unis-Radio, Paris, an verschiedenen Stellen von wechselnder Empfindlichkeit;
2. sublimiertes Bleisulfid, an allen Stellen von gleichmäßiger Empfindlichkeit;
3. gefälltes, gepreßtes, gesintertes Bleisulfid, an allen Stellen gleichmäßig empfindlich;

1) Flowers, Phys. Rev. **29**. 445, 1909.
2) Beschrieben in der Veröffentlichung Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chemie.

1) Vgl. hierzu die Veröffentlichung in der Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chemie.

Tabelle I.

C.K. „sehr laut"				Sublimiertes Material				C.K. „laut"				C.K. „leise"			
e_1	$i \times 10^{-6}$ a	e_1	$i \times 10^{-6}$ b	e_1	$i \times 10^{-6}$ a	e_1	$i \times 10^{-6}$ b	e_1	$i \times 10^{-6}$ a	e_1	$i \times 10^{-6}$ b	e_1	$i \times 10^{-6}$ a	e_1	$i \times 10^{-6}$ b
0,0188	7,4	0,0188	4,6	0,0188	7,4	0,0193	4,6	0,0194	3,3	0,0197	2,2	0,0195	3,0	0,0198	1,6
370	20,4	390	7,4	370	20,4	390	10,1	385	9,3	394	4,0	388	7,4	394	3,1
54	37	58	10,3	54	37	58	14,8	57	18	59	5,9	58	12,3	59	4,5
75	63	78	11,8	71	53,7	77	18,5	75	32	79	7,6	77	17,3	79	5,9
86	78	98	13,3	88	77,7	97	21,4	92	47	99	9,3	96	22,2	99	7,4
0,110	135	0,115	14,8	0,103	95	0,116	24	0,108	60	0,118	11,1	0,115	28,1	0,119	8,9
138	185	138	15,5	138	170	136	25,5	138	105	138	13,0	134	34,8	138	10,4
152	240	157	16,2	157	240	156	27	158	148	158	14,8	153	41,8	158	12,0
176	333	176	16,9	176	292	175	28,6	177	211	177	16,6	172	48,5	178	13,6
195	426	197	17,6	195	377	195	30,0	197	281	197	18,4	191	55,4	197	14,9

e_1 = Spannung (in Volt) am Detektor
a = Elektronenstrom Richtung Metallspitze—Bleiglanz
b = Elektronenstrom Richtung Bleiglanz—Metallspitze.

4. natürlicher Bleiglanz aus Neudorf (Harz)[1], an allen Stellen unempfindlich;
5. geschmolzenes Bleisulfid, an allen Stellen unempfindlich;
6. gefälltes gepreßtes Bleisulfid, ganz schwach empfindlich;
7. amerikanischer und nordischer Pyrit, an verschiedenen Stellen von wechselnder Empfindlichkeit.

a) Vergleich zwischen natürlichen und künstlichen Kristallen.

In Tabelle I und den Kurven 1—4 (Fig. 3) sind Durchschnittswerte der zu den betreffenden Spannungen (in Millivolt) gehörenden Stromstärken (in 10^{-6} Amp.) wiedergegeben. Unter Verwendung der Summeranlage wurde der C.K.-Kristall auf die betreffende Lautstärke der verschiedenen Punkte der Kristalloberfläche eingestellt; das sublimierte Material ergab — gleichen Druck der Nadel vorausgesetzt — an allen Stellen die gleichen Durchschnittswerte. Die Einstellung C.K. „sehr laut" wurde erst nach längerem Suchen gefunden und dürfte das Maximum einer überhaupt an Bleiglanz auftretenden Detektorwirkung darstellen. Wie aus

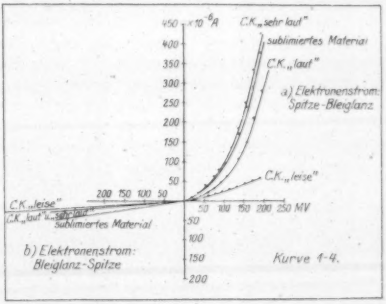


Fig. 3.

den Daten und Kurven hervorgeht, liegen die Werte für das sublimierte Material dicht neben denen für C.K. „sehr laut". Zieht man z. B. für

$$e_1 = 0{,}054—0{,}059 \text{ Volt}$$

und

$$e_1 = 0{,}153—0{,}158 \quad ,,$$

die Differenz der Stromstärken in den beiden Richtungen, so ergibt sich für

e_1 Volt	C.K. „sehr laut"	Sublim. Material	C.K. „laut"	C.K. „leise"
0,054—0,059	$26{,}7 \times 10^{-6}$ Amp.	$22{,}2 \times 10^{-6}$ Amp.	$12{,}1 \times 10^{-6}$ Amp.	$7{,}8 \times 10^{-6}$ Amp.
0,153—0,158	233	215	133	29.8

Diese Gegenüberstellung ist der zahlenmäßige Ausdruck für die Tatsache, daß das sublimierte Material an Lautstärke den besten Stellen des C.K.-Kristalles fast ebenbürtig ist. Das gesinterte Material, ebenfalls an allen Stellen absolut gleichmäßig, entspricht ungefähr C.K. „laut", während das unter Druck geschmolzene zwischen sublimiertem und C.K. „laut" steht.

[1] Diesen Kristall verdanken wir der Liebenswürdigkeit von Herrn Gaubert, Paris, wofür wir auch an dieser Stelle bestens danken möchten.

b) Konstanz der Richtung des „gleichgerichteten" Stromes bei einwandfreien Versuchsbedingungen.

Die Zahlen und Kurven zeigen mit aller Deutlichkeit, daß die Richtung des „gleichgerichteten" Stromes in allen Fällen dieselbe ist. Der C.K.-Kristall konnte auf verschiedenartigste Lautstärke eingestellt werden, das sublimierte, gesinterte und unter Druck geschmolzene Material wurde an vielen Stellen erprobt, viele natürliche Bleiglanze wurden eingehend untersucht, stets ergab sich, wenn der Summerton im Telephon überhaupt einwandfrei zu hören war, daß der „gleichgerichtete" Elektronenstrom in allen Fällen die Richtung Metallspitze—Bleiglanz hatte. Im Hinblick auf die von vielen Autoren beobachtete Umkehrung der Detektorwirkung wurde schließlich nach dieser Erscheinung gesucht. Es ergab sich: Umkehrung der Richtung des „gleichgerichteten" Stromes trat nur dann auf, wenn im Telephon statt eines klaren Tones ein heiseres Kratzen zu hören war, wenn die Einstellung der Metallspitze derart labil ist, daß die Galvanometernadel dauernde Zuckungen vollführt und besonders, wenn mit nicht ganz sauberer, namentlich oxydierter Spitze gearbeitet wurde. Diese Versuchsbedingungen wurden jedoch als gänzlich unzureichend verworfen und berechtigen wohl nicht zu dem Dogma, daß die Richtung des „gleichgerichteten" Stromes beim Bleiglanz inkonstant ist. An synthetischem Material konnte eine Umkehrung überhaupt nicht beobachtet werden, bei natürlichen Kristallen nur an den inaktiven Stellen, die den chemischen Bedingungen wieder nicht genügen[1]). Berührten wir z. B. die inaktiven Kristalle aus Neudorf mit nicht genügend abgeschmirgelter Metallspitze, so erhielten wir folgende, wegen der geringen Stromstärke unkorrigierten Werte. (Siehe Tabelle II.)

Die Unsicherheit der Einstellung ergibt sich schon daraus, daß sich nach der Messung die Verhältnisse bezüglich der besser leitenden Stromrichtung umgekehrt hatten. Im übrigen war ein genaues Ablesen infolge dauernder Zuckungen des Galvanometers nicht möglich. An andern inaktiven Stellen pendelte die Nadel bisweilen über 30 bis 50 Skalenteile, ohne überhaupt zur Ruhe zu kommen, eine Erscheinung, die bereits von Streintz und Wesely[2]) beobachtet ist. Jedenfalls bereitete es Schwierigkeit, die unzureichenden Versuchsbedingungen so zu gestalten, das ein schwacher umgekehrter Detektoreffekt überhaupt zustandekam, während im anderen Fall bei klarem, „stehendem" Ton ein absoluter Stillstand der Nadel in der Richtung des stärkeren Elektronenstromes und nur ein schwaches Ansteigen in der schlechter leitenden Richtung beobachtet wurde. Dieser schon vielfach beschriebene zeitliche Anstieg der Stromstärke trat nur in der schlechter leitenden Richtung auf und erreichte bei 0,2 Volt überhaupt erst merkliche Werte. Arbeitet man, wie in vorliegendem Fall mit Spannungen unter 0,2 Volt, so ist man von der Inkonstanz des Ausschlages praktisch unabhängig.

Tabelle II.

Inaktiver Neudorfer Kristall gegen oxydierte Metallspitze (schwaches Kratzen im Telephon).

e	$i \times 10^{-6}$	
	a	b
0,020	1,9	4,0
40	4,8	9,3
60	7,8	14,8
80	11,1	18,5
0,100	14,1	22,2
120	16,3	25,2
140	18,5	27,8
160	20,7	30,7
180	22,0	33,2
0,200	25,2	36,3

e = Spannung (in Volt) am Voltmeter
a = Elektronenstrom Spitze - Bleiglanz
b = Elektronenstrom Bleiglanz—Spitze

c) Die Kombination Bleiglanz—Bleiglanz kein Detektor.

In diesem Zusammenhang mag noch erwähnt werden, daß die von Eccles[1]) und Stranski[2]) als wirksam beschriebene Kombination Bleiglanz als Kristall mit Bleiglanz als Spitze nur dann Detektorwirkung zeigte, wenn überschwefeltes Material mit inaktivem kombiniert wurde. Es bestätigte sich die schon von Flowers[3]) gemachte Beobachtung, daß eine gleichrichtende Stelle eines Bleiglanzkristalles kombiniert mit einer „gleichrichtenden" Stelle eines als Spitze gebrauchten Bleiglanzkristalles in beiden Richtungen für gleiche Spannung gleiche Stromstärke ergab. An synthetischem Material, an dem nur aktive Stellen auftreten, konnte der Beweis in besonderer Schärfe erbracht werden, indem ein Stückchen synthetisches Material, das mit etwas Woodschem Metall in einer Drahtspirale befestigt war, mit ebenfalls synthetischem Material in Kontakt gebracht wurde; es trat dann keine „Gleichrichtung" auf.

1) Vgl. Veröff. Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chemie.
2) Streintz u. Wesely, Physik. Zeitschr. **21**, 45, 1920.

1) Eccles, Proc. Phys. Soc. **22**, 128, 1910.
2) Stranski, Zeitschr. f. phys. Chem. **113**, 143, 1924.
3) l. c.

Tabelle III.

C.K. „Lautstärke O"		Geschmolzenes Bleisulfid				Gefälltes, gepreßtes, nicht erhitztes Bleisulfid		
e_1	$i\times10^{-6}$ für beide Richtungen	e_1	$i\times10^{-6}$ a	e_1	$i\times10^{-6}$ b	e_1	$i\times10^{-6}$ a	$i\times10^{-6}$ b
0,001	3,7							
2	8,5							
4	18,1							
6	27,0							
8	36,3							
0,025	115	0,018	44,4	0,018	40,7	0,300	3,5	
50	265	58	104	60	93	550	7,2	
75	400	79	121	82	111	700	11,3	
0,100	552	99	145	0,104	129	850	15,3	3,5
						1,150		7,4

e_1 = Spannung (in Volt) am Detektor
a = Elektronenstrom Richtung Metallspitze—Bleisulfid
b = Elektronenstrom Richtung Bleisulfid—Metallspitze

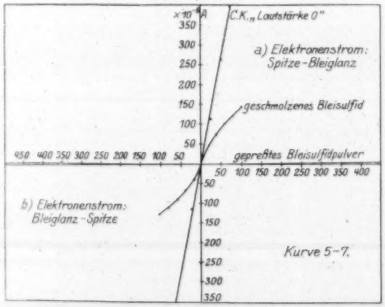


Fig. 4

d) Stromspannungsmessungen an inaktivem Material.

Tabelle III und Kurven 5—7 (Fig. 4) geben eine Vorstellung von den Widerstandsverhältnissen beim Einstellen des C.K.-Kristalles auf „Lautstärke *O*", sowie der geringen Detektorwirkung des geschmolzenen und des gefällten, gepreßten, nicht erhitzten Bleisulfides. Am geringsten ist der Widerstand bei C.K. „Lautstärke *O*", so daß die Möglichkeit eines Kontaktes Metall—Metallischer Leiter (Berührung der Metallspitze mit normal oder unterschwefeltem Bleisulfid) nicht ausgeschlossen ist. Die Einstellung „geschmolzenes Bleisulfid" war nur an ganz wenigen Stellen zu erzielen. In dieser Maximalstärke kommt das geschmolzene Sulfid dem C.K. „leise" gleich; fast sämtliche Stellen zeigten jedoch noch geringere oder gar keine Wirkung. Das gepreßte Pulver hat sehr hohen Widerstand mit minimaler Detektorwirkung. Hervorgehoben sei nochmals, daß geschmolzenes und gepreßtes Bleisulfid trotz geringster Aktivität auch wieder dem Strom in Richtung Metallspitze—Bleisulfid den geringsten Widerstand bieten.

e) Untersuchung am Pyrit.

Die an verschiedenen Pyriten ausgeführten Messungen ergaben ganz analoge Verhältnisse wie beim Bleiglanz. Unter einwandfreien Versuchsbedingungen konnten Stellen mit entgegengesetzter Stromrichtung nicht aufgefunden werden. Der „gleichgerichtete" Elektronenstrom fließt dabei — im Gegensatz zum Bleiglanz — von dem Kristall zur Metallspitze.

Zusammenfassung.

Unter einwandfreien Versuchsbedingungen hat der sogenannte gleichgerichtete Strom einer bestimmten Kristalldetektorkombination an allen empfindlichen Stellen des Kristallmaterials stets den gleichen Richtungssinn, und zwar ist die Richtung für die betreffende Detektorkombination charakteristisch. Beim Bleiglanzdetektor geht der Elektronenstrom von der Metallspitze zum Kristall, beim Pyritdetektor umgekehrt.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft sind die Verfasser für die Unterstützung mit Apparaten zu großem Dank verpflichtet.

Greifswald, Chemisches Institut der Universität, Dezember 1926.

(Eingegangen 29. Dezember 1926.)

BESPRECHUNGEN.

F. Auerbach, Die Grundbegriffe der modernen Naturlehre. (‚Aus Natur und Geisteswelt', Bd. 40.) 5. Auflage. 128 S. m. 63 Fig. Leipzig und Berlin, B. G. Teubner. 1926. Geb. M. 2.—.

Zweck des Büchleins ist eine ganz populäre Erläuterung der wichtigsten physikalischen Begriffsbildungen. An manchen Stellen (z. B. bei der Definition der Geschwindigkeit auf S. 20) erscheint eine exaktere Darstellung dringend erwünscht, während andererseits verschiedene Einzelheiten (z. B. das Huygenssche Prinzip auf S. 49) bei der gebotenen Kürze besser unerwähnt geblieben wären, da der Leser sie doch nicht verstehen kann. Bei der knappen Gliederung des Inhaltsverzeichnisses wird sich das Fehlen eines Registers besonders unangenehm bemerkbar machen. Im übrigen aber dürfte das Bändchen dem Laien eine nützliche erste Orientierung über physikalische Dinge zu geben vermögen. Harry Schmidt.

E. Tams, Die Frage der Periodizität der Erdbeben. Eine Darstellung des gegenwärtigen Standes der einschlägigen Untersuchungen. (Sammlung geophysikalischer Schriften, Nr. 5.) IX u. 128 S. mit 15 Figuren u. 49 Tabellen. Berlin, Gebr. Borntraeger. 1926. Geh. M. 9,60.

Der Mechanismus bei der Entstehung der Erdbeben sowie die auslösenden Ursachen sind noch immer nicht genügend geklärt. Es ist daher von besonderem Wert, etwa vorhandene Periodizitäten zu kennen, da diese Hinweise auf die erwähnten Probleme geben können. Schon aus diesem Grunde ist das Buch eine verdienstvolle Arbeit. Darüber hinaus beleuchtet der Verfasser kritisch und objektiv Mängel, die allen derartigen Periodenuntersuchungen anhaften. Das erste Viertel des Buches ist solchen Untersuchungsmethoden von Periodizitäten gewidmet, während sich der Rest mit möglichen Periodizitäten und ihrer Erklärung befaßt. Behandelt werden: tägliche Sonnen- und Mondperiode sowie Bruchteile von solchen, monatliche, jährliche und längere Perioden (die aber mit Rücksicht auf das inhomogene Beobachtungsmaterial vom Verf. mit Recht nur kurz behandelt und sehr skeptisch beurteilt werden), sowie schließlich Zusammenhänge mit anderen kosmischen Vorgängen, insbesondere Sonnenflecken und meteorologischen Erscheinungen.

Erschwerend für alle Untersuchungen wirkt die Tatsache, daß genügend zahlreiches objektives Beobachtungsmaterial nach Aufzeichnungen noch nicht zur Verfügung steht, so daß sich fast alle Untersuchungen auf von Menschen beobachtete, makroseismische Erschütterungen beziehen. Zwar glaubte man ganz allgemein — natürlich auch der Verf. —, daß die Wirkung der veränderlichen Beobachtungsbedingungen sekundär seien; die nach Erscheinen des Buches veröffentlichten Ergebnisse von V. Conrad an Hand von Aufzeichnungen der Beben in Wien haben aber gezeigt, daß die tägliche Periode der Bebenhäufigkeit (Maximum nachts) in der Hauptsache gerade durch die erhöhte Empfindlichkeit der Menschen bei Nacht bedingt ist, und daß eine tägliche Periode der Beben zwar vorhanden zu sein scheint, aber viel geringer als man seither annahm und mit lokal variabler Phase. Analoges scheint auch für die jährliche Periode zu gelten, so daß die kritische Einstellung des Verfassers, die manchem Leser des Buches vielleicht zunächst übertrieben erscheint, sich inzwischen als durchaus berechtigt erwiesen hat.

Diese wenigen Angaben mögen genügen, um zu zeigen, daß das Buch nicht nur für den Geophysiker, sondern für jeden Physiker Interesse hat. Die 134 Abhandlungen umfassende Literatur ist vom Verfasser mit großer Sorgfalt durchgearbeitet und nach dem angegebenen Schema zusammengefaßt worden. Vorzüglicher Druck und gute Ausstattung durch den auf dem Gebiete der Geophysik neuerdings besonders rührigen Verlag erleichtern das Studium des Buches.

Gutenberg.

Berichtigungen.

Zu der Arbeit von Herrn K. W. F. Kohlrausch: „Über die Widersprüche in den Versuchen mit RaC-γ-Strahlung". (Physik. Zeitschr. **28**, 1, 1927.)

Seite 5, 2. Spalte: $\frac{N}{A}$ nimmt von *He* bis Uran von 0,5 bis 0,39 ab (statt von 0,5 bis 0,24).

Seite 7, Formel 5: Es soll heißen: $\alpha = \frac{(h\nu_0)_{\mathrm{ekV}}}{511}$ (statt $\frac{(h\nu_0)}{511}\,\mathrm{ekV}$).

Seite 8, 2. Spalte, 12. Zeile von oben: Die von Hoffmann bei seinen Versuchen angewendete Filterung betrug (vgl. die Angabe zwei Absätze vorher) 1 cm *Pb* (statt 0,3 cm *Pb*).

Seite 9, Tabelle V: Die Überschrift der 10. Spalte soll lauten: $\left(\frac{\sigma_s}{\varrho}\right)$, worin ϱ die Dichte bedeutet; statt (σ_s), weil sämtliche Zahlen der vorhergehenden Spalten bereits durch ϱ dividiert, also auf die strahlende Masseneinheit reduziert sind.

Zu der Notiz R. Bass, Physik. Zeitschr. **28**, 22, 1927.

In der Fußnote 3), S. 23, soll es nicht Ann. d. Phys., sondern Ann. d. Phil. heißen.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Frankfurt a. M. Dr. Kornel Lanczos für theoretische Physik.

Ernannt: R. N. Traxlor zum Professor für Chemie am Mac Alaster College St. Paul.

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor der Chemie an der Universität Leipzig Geh. Hofrat Dr. Artur Hantzsch.

Ehrung: Dem Direktor des Norman Bridge Laboratory in Pasadena Professor Dr. R. A. Millikan von der Universität Lemberg der Titel Dr. phil. h. c. verliehen.

Gestorben: Der Professor der Chemie an der Universität von Adelaide Dr. E. L. Rennie, der ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Lemberg Dr. Roman Negruß, der langjährige Hauptassistent an der School of Chemistry in Cambridge F. J. Strakly

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.